PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 20 | 15. Oktober 1928 | 29. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 22 am 10. November 1928.

INHALT:

Originalmitteilungen:
M. Wolfke, Über den Assoziationsgrad in flüssigen Dielektrika. S. 713.
F. J. v. Wisniewski, Über die Struktur der Atome. S. 716.
W. Anderson, Die „Temperaturverspätung" der Sternschnuppen als Fehlerquelle bei der Berechnung des Druckes in den höchsten Atmosphärenschichten. S. 721.
W. M. Schulgin, Der Wehnelt-Unterbrecher als Generator elektromagnetischer Schwingungen. S. 724.
M. Grechowa, Zur Frage der Erzeugung kurzer elektromagnetischer Wellen. S. 726.
H. Hermann, Die Ungleichförmigkeit des Magnetfeldes in der Mittenebene eines Solenoids. S. 729.
R. v. Hirsch, Erwiderung. S. 730.
W. Hanle, Bemerkung zu E. Rupp: Zur Polarisation des Kanalstrahllichtes in schwachen elektrischen Feldern. S. 731.
E. Rupp, Nachschrift. S. 731.

Besprechungen.
P. Pringsheim, Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie. S. 731.
Handbuch der anorganischen Chemie, herausgegeben von R. Abegg, Fr. Auerbach u. I. Koppel. S. 732.
P. Lenard, Ferd. Schmidt u. R. Tomaschek, Phosphoreszenz und Fluoreszenz. S. 733.
W. Bronkhorst, Kontrast und Schärfe im Röntgenbilde. S. 733.
K. Requa, Beitrag zur Beurteilung vom Temperaturfeld und Wärmespannungen in mechanisch abgebremsten Scheiben. S. 734.
E. Becker u. O. Föppl, Dauerversuche zur Bestimmung der Festigkeitseigenschaften, Beziehungen zwischen Baustoffdämpfung und Verformungsgeschwindigkeit. S. 734.
N. Semenoff u. A. Walther, Die physikalischen Grundlagen der elektrischen Festigkeitslehre. S. 734.
W. Koch, Über die Wärmeabgabe geheizter Rohre bei verschiedener Neigung der Rohrachse. S. 735.
A. Semiller †, Unterstufe der Physik. S. 735.

Tagesereignisse. S. 736.
Berichtigung. S. 736.
Personalien. S. 736.
Angebote. S. 736.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Assoziationsgrad in flüssigen Dielektrika[1]).

Von M. Wolfke.

In bezug auf die Debyesche Dipoltheorie der Dielektrika zeigen bekanntlich die Gemische flüssiger Dielektrika zwei Arten von Abweichungen: bei einer Gruppe von Dipolsubstanzen, z. B. Nitrobenzol, nimmt die Molekularpolarisation der Dipolkomponente mit steigender Konzentration ständig ab, bei der anderen Gruppe, z. B. Alkohole, wächst sie anfangs, um erst nach einem oder mehreren Maxima abzunehmen. Diese Abweichungen von der Theorie, wonach in Gemischen die Molekularpolarisation der einzelnen Komponenten von der Konzentration unabhängig sein müßte, werden bekanntlich durch Assoziation der Dipolmoleküle gedeutet[2]). Im ersten Falle wird angenommen, daß die Dipolmoleküle zu Paaren derart assoziieren können, daß sich dabei ihre Dipolmomente gegenseitig aufheben und das gebildete System elektrisch neutral wird; im zweiten Falle wird angenommen, daß bei Assoziation zu zweien das resultierende Dipolmoment größer wird und erst ein drittes hinzukommendes Dipolmolekül das ganze System in elektrischer Hinsicht neutralisiert. Wir wollen die erste Art der Assoziation „einfache Assoziation" und die zweite Art „mehrfache Assoziation" nennen.

Da die Assoziationserscheinungen nicht nur für die Theorie der Dielektrika allein, sondern auch in Hinsicht auf unsere Kenntnisse der Struktur der Flüssigkeiten im allgemeinen, großes Interesse beanspruchen, so habe ich im Physikalischen Institut I der Technischen Hochschule Warschau systematische experimentelle Untersuchungen über diese Fragen veranlaßt[1]). Gleichzeitig habe ich einen Versuch zu ihrer quantitativen theoretischen Deutung unternommen, da sie bis jetzt theoretisch nur qualitativ behandelt worden sind.

In dieser Abhandlung werde ich mich nur

1) Vorgetragen am 31. VIII. 1928 in der Jahressitzung d. Schweiz. Physikalischen Ges. in Lausanne.

2) P. Debye, Marx, Hdb. d. Rad. **6**, 633, 1925; L. Lange, Zeitschr. f. Phys. **33**, 169, 1925.

1) Vgl. J. Rolinski, Dokt.-Diss. Techn. Hochschule, Warschau 1928. C. R. de la Soc. des Sciences et des Lettres de Varsovie, 14. VI. 1928; diese Zeitschr. **29**, 658, 1928.

auf die Behandlung der einfachen Assoziation beschränken.

Nach den Vorstellungen über diese Art von Assoziation werden zwei gleiche Dipolmoleküle durch die elektrischen Kräfte ihrer Dipolmomente derart aneinander gebunden, daß sich ihre Dipolmomente gegenseitig aufheben. Bezeichnen wir die Assoziationsenergie, d. h. die Arbeit, welche zur Trennung eines assoziierten Molekülpaares notwendig ist, mit E. Eine einfache Überlegung über die potentielle Energie zweier elektrischer Dipole von gleichem Moment μ, die sich in gegenseitiger Entfernung r voneinander befinden, zeigt, daß dieselbe in erster Näherung gleich $\frac{\mu^2}{r^3}$ wird, so daß wir näherungsweise schreiben können:

$$E \simeq \frac{\mu^2}{r^3}. \tag{1}$$

Betrachten wir eine Mischung einer Dipolsubstanz mit einer dipollosen Substanz und setzen wir die Gesamtzahl der Moleküle der Mischung gleich N, d. h. der Avogadroschen Zahl der Moleküle in einem Mol. Sei n die Zahl der Moleküle der Dipolsubstanz in der betrachteten Mischung, von denen n_a zu Paaren assoziiert sind und der Rest n_0 unassoziiert bleibt, so daß

$$n = n_a + n_0 \tag{2}$$

ist. Bezeichnen wir den Assoziationsgrad, d. h. das Verhältnis der Zahl der assoziierten zu der Gesamtzahl der Dipolmoleküle, mit η, so ist:

$$\eta = \frac{n_a}{n}. \tag{3}$$

Wir wollen jetzt auf Grund von statistischen Überlegungen den Assoziationsgrad als Funktion der Konzentration und der Temperatur der Mischung bestimmen. Zu diesem Zweck werden wir ein von Einstein benutztes Verfahren anwenden, das in der statistischen Mechanik unter dem Namen „Einsteinscher Satz" bekannt ist[1]). Im Sinne dieser Betrachtungsweise werden wir als den „Normalzustand" diejenige räumliche Verteilung der Dipolmoleküle in der Mischung betrachten, die sich im thermodynamischen Gleichgewicht einstellen würde, wenn keine assoziativen Kräfte zwischen den Dipolmolekülen vorhanden wären. Wir stellen fest, daß eine Assoziation zwischen zwei Dipolmolekülen nur dann möglich ist, wenn dieselben in geeigneter Nähe zueinander gelangen, d. h. sich in gemeinsamer Wirkungssphäre befinden und gleichzeitig entsprechende Lage zueinander einnehmen. Dementsprechend bezeichnen wir mit n_a^0 die mittlere Zahl derjenigen Dipolmoleküle, welche sich paarweise räumlich so nahe stehen, daß zwischen ihnen unmittelbar Assoziation eintreten könnte und nennen sie „räumlich gekoppelt". Die Zahl solcher Dipolmoleküle, welche diese Bedingung nicht erfüllen, also räumlich außerhalb einer Assoziationsmöglichkeit liegen, bezeichnen wir mit n_0^0 und nennen sie „räumlich frei". Die Gesamtzahl der Dipolmoleküle in der Mischung bleibt dieselbe, so daß wird:

$$n = n_a^0 + n_0^0, \tag{4}$$

wo sich der Index 0 oberhalb der Buchstaben auf unseren Normalzustand bezieht.

Wir wollen jetzt die Zahl der räumlich gekoppelten Dipolmoleküle berechnen; fügen wir nun zu diesem Zweck der Mischung ein neues Dipolmolekül hinzu, indem wir ein beliebiges Molekül der dipollosen Substanz durch dasselbe ersetzen. Nach den oben gemachten Annahmen ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich das neu hinzugefügte Dipolmolekül mit einem der räumlich freien Dipolmoleküle räumlich koppelt, offenbar proportional dem Verhältnis der Zahl n_0^0 der räumlich freien Dipolmoleküle zu der Gesamtzahl N aller Moleküle der Mischung. Wir bezeichnen diese Wahrscheinlichkeit mit w_a^0 und schreiben also:

$$w_a^0 = \nu \cdot \frac{n_0^0}{N}, \tag{5}$$

wobei die Konstante ν auch wegen des verschiedenen Wahrscheinlichkeitsgewichts für Dipolmoleküle und die Dipollosen eingeführt worden ist.

Nach diesem Wahrscheinlichkeitsansatz werden also beim Zusatz von dn Dipolmolekülen zu der Mischung in derselben $w_a^0 \cdot dn$ neue Paare von miteinander räumlich gekoppelten Dipolmolekülen entstehen, so daß die Zahl n_a^0 der räumlich gekoppelten Dipolmoleküle um

$$dn_a^0 = \frac{2\nu}{N}\left(n - n_a^0\right) \cdot dn \tag{6}$$

zunehmen wird, wobei n_0^0 durch $n - n_a^0$ nach Gleichung (4) ersetzt worden ist. Die einfache Integration der obigen Differentialgleichung (6) ergibt alsdann für die gesuchte Zahl n_a^0 folgenden Ausdruck:

$$n_a^0 = n - \frac{N}{2\nu}\left(1 - e^{-\frac{2\nu \cdot n}{N}}\right), \tag{7}$$

wo die Integrationskonstante dadurch bestimmt worden ist, daß für $n = 0$ auch $n_a^0 = 0$ sein muß.

Wir ändern nun den bis da betrachteten Normalzustand durch Hinzufügen der assoziativen Kräfte. Dadurch wird ein Teil der räumlich ge-

1) Vgl. Cl. Schaefer, Einführung in d. Theoret. Physik. Bd. II, 467, 1921.

koppelten Dipolmoleküle tatsächlich assoziieren, der Rest aber wird wegen der Wärmebewegung in nicht assoziiertem Zustand verbleiben. Von diesem Rest der nichtassoziierten Molekülpaare wird nach unserer Annahme über die Assoziationsenergie jedes solche Paar eine potentielle Energie E (1) besitzen. Nach dem Einsteinschen Satze wird also die Zahl dieser nichtassoziierten Dipolmoleküle gleich:

$$n_a^0 \cdot e^{-\frac{E}{kT}}$$

sein, so daß von den n_a^0 räumlich gekoppelten Dipolmolekülen also nur

$$n_a^0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{E}{kT}}\right)$$

assoziiert werden. Durch Einsetzen des Ausdruckes (7) in die obige Gleichung erhalten wir die Zahl der assoziierten Dipolmoleküle:

$$n_a = \left[n - \frac{N}{2\nu}\left(1 - e^{-\frac{2\nu\cdot n}{N}}\right)\right]\cdot\left(1 - e^{-\frac{E}{kT}}\right), \qquad (8)$$

was nach Definition (3) den gesuchten Assoziationsgrad ergibt:

$$\eta = \left[1 - \frac{N}{2\nu\cdot n}\left(1 - e^{-\frac{2\nu\cdot n}{N}}\right)\right]\cdot\left(1 - e^{-\frac{E}{kT}}\right). \qquad (8a)$$

Diese Funktion enthält zwei unbestimmte Konstanten, die aber nach unseren Überlegungen eine wohldefinierte physikalische Bedeutung besitzen.

Der hier gefundene Ausdruck (8a) für den Assoziationsgrad wurde für Äthyläther, Chlorbenzol und Chinolin mit den Messungen von J. Rolinski[1]) und für Nitrobenzol mit denjenigen von L. Lange[2]) verglichen. Die Zusammenstellung der gemessenen und nach dieser Theorie berechneten Werte des Assoziationsgrades für verschiedene Konzentrationen bei konstanter Temperatur befindet sich in der nachstehenden Tabelle I.

Die obigen Werte des Assoziationsgrades sind in der Figur graphisch dargestellt, wobei die ausgezogenen Kurven der Theorie entsprechen und die experimentellen Werte als Punkte eingetragen sind.

Sowohl aus der Tabelle I, als auch aus der Figur ersehen wir, daß für alle zum Vergleich herangezogenen Substanzen eine gute Übereinstimmung der Theorie mit den Messungen besteht, bei einigen sogar ist die Übereinstimmung vollständig.

Die für die Konstanten ν und E erhaltenen Werte, als auch die nach Gleichung (1) abgeschätzten Werte für r sind zusammen mit den

1) J. Rolinski, loc. cit. Tab. VII, VIII und IX.
2) L. Lange, loc. cit. Tab. I, S. 173.

Tabelle I.

Grammkonzentration	Assoziationsgrad Gemessen	Assoziationsgrad Berechnet
Äthyläther—Benzol.		
0,	0	0
0,090	0,005	0,007
0,269	0,018	0,018
0,298	0,021	0,020
0,395	0,027	0,024
0,501	0,033	0,029
0,603	0,036	0,033
0,697	0,036	0,036
0,813	0,039	0,039
0,905	0,039	0,041
1	0,039	0,044
Chlorbenzol—Benzol.		
0	0	0
0,101	0,054	0,052
0,187	0,095	0,095
0,289	0,141	0,143
0,386	0,185	0,187
0,508	0,237	0,239
0,583	0,268	0,270
0,697	0,313	0,313
0,795	0,350	0,348
0,891	0,383	0,380
1	0,410	0,413
Chinolin—Benzol.		
0	0	0
0,104	0,142	0,096
0,206	0,227	0,181
0,307	0,285	0,258
0,406	0,339	0,325
0,508	0,391	0,388
0,612	0,440	0,445
0,718	0,492	0,495
0,807	0,523	0,533
0,901	0,559	0,567
1	0,592	0,599
Nitrobenzol—Benzol.		
0	0	0
0,0312	0,082	0,079
0,0645	0,150	0,156
0,1165	0,252	0,256
0,2972	0,478	0,499
1	0,807	0,765

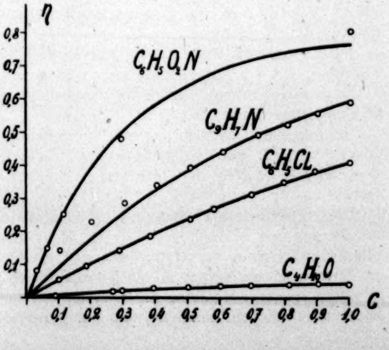

Tabelle I.

	μ	ν	E	r
Äthyläther	$0,99 \cdot 10^{-18}$ es	1	[illegible],32 $\cdot 10^{-14}$ erg	$6,7 \cdot 10^{-8}$ cm
Chlorbenzol	$1,55 \cdot 10^{-18}$,,	1,1	$4,7 \cdot 10^{-14}$,,	$3,7 \cdot 10^{-8}$,,
Chinolin	$2,25 \cdot 10^{-18}$,,	2	$6,3 \cdot 10^{-14}$,,	$4,3 \cdot 10^{-8}$,,
Nitrobenzol	$3,84 \cdot 10^{-18}$,,	5	$7,5 \cdot 16^{-14}$,,	$5,8 \cdot 10^{-8}$,,

bekannten molekularen Dipolmomenten μ in der Tabelle II zusammengefaßt.

Aus dieser Zusammenfassung (Tab. II) sehen wir, daß mit wachsendem Dipolmoment des Moleküls sowohl die Konstante ν als auch die Assoziationsenergie E größer wird, dabei sind alle Werte für r durchweg von der Größenordnung des Moleküldurchmessers.

Was nun die Abhängigkeit des Assoziationsgrades von der Temperatur der Mischung betrifft, so wird ein Vergleich der Theorie mit den in der Literatur bekannten Meßergebnissen demnächst erfolgen.

Zusammenfassung.

Es wurde eine statistische Theorie der einfachen Assoziation in flüssigen Dielektrika entwickelt und der Assoziationsgrad als Funktion der Konzentration und Temperatur der Mischung abgeleitet. Die theoretischen Ergebnisse wurden mit den bekannten Meßresultaten verglichen und bestätigt

Warschau, Physik. Inst. d. Techn. Hochschule.

(Eingegangen 28. August 1928.)

Über die Struktur der Atome.

Von Felix Joachim v. Wisniewski.

I. Es wird hier ein Versuch gemacht, sich ein Bild von der Struktur der Atome zu machen auf Grund der Annahme, daß jedes einzelne Atom eines Stoffes ein Niveau K, eins von den Energieniveaus L, eins von den 5 Energieniveaus M usw. enthält, und es wird versucht, diese Energieniveaus durch Energieniveaus zu ersetzen, welche einzelnen Elektronen der Elektronenringe entsprechen.

Das letztere ist mit einiger Annäherung für die Energieniveaus K; L_{I}, L_{II}, L_{III}; M_{II}, M_{III}, M_{IV}, M_{V} gelungen.

Bevor jedoch die numerischen Berechnungen vorgenommen werden, wird auf Grund der oben geäußerten Annahme ein Bild der möglichen Arten der Kombinationen zwischen den Energieniveaus durch Energieniveaus zu ersetzen, gemacht, welches mit dem Schema der Röntgenspektren im Einklang sein muß.

Jeder einzelnen Kombination entspricht eine besondere Art von Atomen desselben Stoffes.

Es gibt also mehrere Arten von Atomen eines und desselben Stoffes.

Im folgenden werden nur solche Stoffe berücksichtigt, für welche die Niveaus K, L_{I}, L_{II}, L_{III}, M_{II}, M_{III}, M_{IV}, M_{V} vollständig ausgebaut sind.

Die verschiedenen Bauarten von Atomen werden aus den Röntgenserien K, L, M, N abgeleitet auf Grund der Hypothese, daß es nur ein Niveau K, ein Niveau L, ein Niveau M usw. in jedem besonderen Atome geben kann, und der selbstverständlichen Annahme, daß nur zwischen solchen Energieniveaus Elektronenaustausch mit Energieemission stattfinden kann, welche in einem bestimmten Atome koexistieren.

Die Serie K hat folgende vier Linien

$$K_{\alpha_1};\ K_{\alpha_2};\ K_{\beta_1};\ K_{\beta_2},$$

deren Frequenzen den Differenzen der Niveaufrequenzen $\nu_{L_{\mathrm{II}}}$; $\nu_{L_{\mathrm{III}}}$; $\nu_{M_{\mathrm{II}}}$; $\nu_{M_{\mathrm{III}}}$ und der Niveaufrequenz ν_K gleich sind.

Diese Tatsache ist in der untenstehenden Tabelle zusammengefaßt, wo neben der Linienbezeichnung die Grenzniveaus gegeben sind:

$$K_{\alpha_1}(L_{\mathrm{III}} - K);\ K_{\alpha_2}(L_{\mathrm{II}} - K);$$
$$K_{\beta_1}(M_{\mathrm{III}} - K);\ K_{\beta_2}(M_{\mathrm{II}} - K).$$

Die Niveaus K, L_{III}; KL_{II}; KM_{III}; KM_{II} sollen in verschiedenen Atomarten koexistieren.

Aus den Linien: $L_{\beta_4}(M_{\mathrm{II}} - L_{\mathrm{I}})$;

$L_{\beta_3}(M_{\mathrm{III}} - L_{\mathrm{I}})$

der L-Serie folgt, daß die Niveaupaare $M_{\mathrm{II}}L_{\mathrm{I}}$; $M_{\mathrm{III}}L_{\mathrm{I}}$ auch in besonderen Atomarten koexistieren müssen.

Dieses ist nur möglich, wenn folgende Sukzessionsarten der verschiedenen Niveaus K, L, M angenommen werden.

a) KL_{II}; KL_{III}; $KL_{\mathrm{I}}M_{\mathrm{II}}$: $KL_{\mathrm{II}}M_{\mathrm{III}}$.

Aus den Linien $L_{\eta}(M_{\mathrm{I}} - L_{\mathrm{II}})$;

$L_l(M_{\mathrm{I}} - L_{\mathrm{III}})$; $L_{\beta_1}(M_{\mathrm{IV}} - L_{\mathrm{II}})$

$L_{\alpha_2}(M_{\mathrm{IV}} - L_{\mathrm{III}})$; $L_{\alpha_1}(M_{\mathrm{V}} - L_{\mathrm{III}})$

und den Kombinationen a) folgen die folgenden Kombinationen, welche noch die Niveaus M_{I}, M_{IV} und M_{V} enthalten:

b) $KL_{II}\,M_{I}$; $KL_{II}\,M_{IV}$;
$KL_{III}\,M_{I}$; $KL_{III}\,M_{IV}$; $KL_{III}\,M_{V}$.

Wenn man noch die Linien:

$L_{\gamma_1}(N_{II}-L_{I})$; $L_{\gamma_3}(N_{III}-L_{I})$;
$L_{\beta_6}(N_{I}-L_{III})$; $L_{\gamma_5}(N_{I}-L_{II})$

berücksichtigt, so ergeben sich folgende Arten von Kombinationen, welche für genügend großes Z in verschiedenen Arten von Atomen vollständig ausgebaut sein müssen:

$KL_{II}\,M_{IV}$; $KL_{III}\,M_{IV}$; $KL_{III}\,M_{V}$;
c) $KL_{I}\,M_{II}\,N_{II}$; $KL_{I}\,M_{III}\,N_{III}$;
$KL_{II}\,M_{I}\,N_{I}$; $KL_{III}\,M_{I}\,N_{I}$.

Dazu kommen noch solche Niveaus hinzu, welche mit steigender Atomnummer ausgebaut werden.

Im folgenden wird gezeigt, daß es möglich ist, die Kombinationen (c) in konsequenter Weise auszubauen.

Der Ausbau der Kombinationen (c) wird auf Grund der Annahme gemacht, daß jedes Energieniveau der Röntgenstrahlen ersetzt werden kann durch ein Energieniveau, welches einem Elektron eines Elektronenringes entspricht.

Da das Energieniveau jedes Elektrons eines Elektronenringes gleich ist der Energie, welche man jedem Elektron eines Ringes zuführen muß, um den ganzen Elektronenring ins Unendliche zu bringen, so folgt, daß wenn W die Energie ist, welche dem Ringe zugeführt werden muß, um alle Elektronen zu entfernen, auf ein Elektron des Ringes von i Elektronen die Energie $\frac{W}{i}$ entfällt.

Nach der oben gemachten Annahme ist das ein Energieniveau von Röntgenstrahlen.

Diesem Niveau entspricht die Frequenz

$$(\alpha)\qquad \nu = \frac{W}{h\cdot i}.$$

Da bekanntlich für einen Ring von i Elektronen

$$W = \frac{i\,R\cdot h\cdot Z^2_{\text{eff}}}{s^2}\left\{1+\frac{\alpha^2 Z^2_{\text{eff}}}{s^2}\left[\frac{s}{n}-\frac{3}{4}\right]\right.$$
$$\left.+\frac{\alpha^4 Z^4_{\text{eff}}}{s^4}\left[\frac{5}{8}+\frac{3}{4}\frac{s^2}{n^2}+\frac{1}{4}\frac{s^3}{n^3}-\frac{3}{2}\frac{s}{n}\right]\right\}$$

ist, so folgt für ν aus (α) folgender Ausdruck

$$\nu = \frac{R\cdot Z^2_{\text{eff}}}{s^2}\left\{1+\frac{\alpha^2 Z^2_{\text{eff}}}{s^2}\left[\frac{s}{n}-\frac{3}{4}\right]\right.$$
$$\left.+\frac{\alpha^4 Z^4_{\text{eff}}}{s^4}\left[\frac{5}{8}+\frac{3}{4}\cdot\frac{s^2}{n^2}+\frac{1}{4}\frac{s^3}{n^3}-\frac{3}{2}\frac{s}{n}\right]\right\}$$

und für $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$

$$\sqrt{\frac{\nu}{R}} = \frac{(Z-k-\sigma)^4}{s}\left\{1+\frac{\alpha^2(Z-k-\sigma)^2}{2\,s^2}\left[\frac{s}{n}-\frac{3}{4}\right]\right.$$
$$\left.+\frac{\alpha^4(Z-k-\sigma)^4}{s^4}\left[\frac{31}{128}+\frac{1}{4}\frac{s^2}{n^2}+\frac{1}{8}\frac{s^3}{n^3}-\frac{9}{16}\frac{s}{n}\right]\right\}, \qquad (I)$$

wo

$$Z_{\text{eff}} = Z-k-\sigma$$

gesetzt ist.

In den benützten Formeln haben die benützten Bezeichnungen folgende Bedeutung:

R bezeichnet die Rydbergsche Konstante,
k „ die Zahl der Elektronen auf den inneren Ringen,
σ „ die Abschirmungszahl des Ringes
s „ die azimutale Quantenzahl,
n „ die äquatoriale Quantenzahl.

Das Energieniveau K.

Man kann das Energieniveau K durch das Energieniveau eines Elektrons eines Ringes von fünf Elektronen ersetzen, wenn man folgende Zahlen für s_k; n_k; k_k und σ_k setzt

$$s_k = 1{,}084;\quad \frac{s_k}{n_k} = 1{,}25;\quad \sigma_k = \sigma_5 = 1{,}38;\quad k_k = 0.$$

Dann folgt aus (I) für $\sqrt{\frac{\nu_K}{R}}$

$$\sqrt{\frac{\nu_K}{R}} = \frac{(Z-1{,}38)}{1{,}084}\cdot[1+0{,}112\cdot 10^{-4}(Z-1{,}38)^2$$
$$+\,0{,}036\cdot 10^{-8}\cdot(Z-1{,}38)^4]. \qquad (Ik)$$

In der Tabelle (K) sind die nach (I_K) berechneten mit den von Bohr und Coster[1]) bestimmten Werten von $\sqrt{\frac{\nu_K}{R}}$ zusammengestellt.

K

Z	$\sqrt{\frac{\nu_K}{R}}$ nach (I_k)	$\sqrt{\frac{\nu_K}{R}}$ nach B. u. C.
12	9,79	9,79
13	10,72	10,72
17	14,41	14,42
19	16,25	16,29
25	21,91	21,96
29	25,65	25,71
42	38,15	38,38
52	48,03	48,93
62	58,49	58,80
74	71,54	71,51
82	80,84	80,39

1) Bohr u. Coster, Zeitschr. f. Phys. 1923, 932, 12.

Die Energieniveaus L.

Die Energieniveaus L_{III}, L_{II} und L_I sind durch die Energieniveaus einzelner Elektronen entsprechender Elektronenringe zu ersetzen, wenn man für alle drei L-Ringe

$$k_L = i_K = 5$$

und für die azimutale Quantenzahl s_L einen für alle drei Niveaus gemeinsamen Zahlenwert

$$s_L = 2{,}353$$

setzt.

a) Das Energieniveau L_{III}.

Im Falle des Energieniveaus L_{III} erhält man Übereinstimmung zwischen den aus (I) berechneten Zahlenwerten von $\sqrt{\frac{\nu_{L_{III}}}{R}}$ und den auf empirischem Wege bestimmten Werten derselben Größe, wenn man setzt:

$$i_{L_{III}} = 12; \quad \frac{s_{L_{III}}}{n_{L_{III}}} = 1{,}25; \quad \sigma_{L_{III}} = \sigma_{12} = 4{,}98 .$$

Aus (I) folgt dann:

$$\sqrt{\frac{\nu_{L_{III}}}{R}} = \frac{(Z-9{,}98)}{2{,}353}\{1 + 0{,}024 \cdot 10^{-4}(Z-9{,}98)^2 + 0{,}00217 \cdot 10^{-8}(Z-9{,}98)^4\}. \quad (I_{L_{III}}).$$

Die Tabelle L_{III} enthält die so bestimmten Zahlenwerte von $\sqrt{\frac{\nu_{L_{III}}}{R}}$

L_{III}

Z	$\sqrt{\frac{\nu_{L_{III}}}{R}}$ (nach $I_{L_{III}}$)	$\sqrt{\frac{\nu_{L_{III}}}{R}}$ nach B. u. C.
40	12,78	12,79
41	13,17	13,21
42	13,60	13,64
47	15,72	15,73
51	17,42	17,44
60	21,49	21,40
74	27,45	27,41
80	30,04	30,10
82	31,00	30,99
90	34,45	37,65
92	35,46	35,56

Es muß noch bemerkt werden, daß zwischen den Bahnen der Elektronen des K und L_{III} Ringes eine Analogie statthat; denn

$$\frac{s_{L_{III}}}{n_{L_{III}}} = \frac{s_k}{n_k} = 1{,}25 .$$

Da in erster Näherung die Exzentrizitäten ε der Bahnen gleich

$$\varepsilon = \sqrt{1 - n^2/s^2}$$

sind, so folgt, daß in erster Annäherung die Exzentrizitäten der Elektronenbahnen der K und der L_{III} Ringe gleich sind

$$E_{L_{III}} = E_k .$$

b) Die Energieniveaus L_{II} und L_I.

Im Falle dieser Niveaus erhält man die verlangte Übereinstimmung der aus (I) berechneten Zahlen mit dem auf empirischem Wege bestimmten, wenn man für beide Niveaus dieselbe äquitoriale Quantenzahl n_L annimmt.

Es folgt also, daß:

$$n_{L_{II}} = n_{L_I}; \text{ mithin } \frac{s_L}{n_{L_{II}}} = \frac{s_L}{n_{L_I}} = 3{,}5$$

ist.

Wenn man nach

$$i_{L_I} = 9; \quad \sigma_{L_I} = \sigma_9 = 3{,}33$$

und

$$i_{L_{II}} = 12; \quad \sigma_{L_{II}} = \sigma_{12} = 4{,}98$$

setzt, so folgen aus (I) die untenstehenden Ausdrücke für $\sqrt{\frac{\nu_{L_I}}{R}}$ und $\sqrt{\frac{\nu_{L_{II}}}{R}}$

$$\sqrt{\frac{\nu_{L_I}}{R}} = \frac{(Z-8{,}33)}{2{,}353}\{1 + 0{,}132 \cdot 10^{-4}(Z-8{,}33)^2 + 0{,}06 \cdot 10^{-8}(Z-8{,}33)^4\} \quad (I_{L_I})$$

$$\sqrt{\frac{\nu_{L_{II}}}{R}} = \frac{(Z-9{,}98)}{2{,}353}\{1 + 0{,}132 \cdot 10^{-4}(Z-9{,}98)^2 + 0{,}06 \cdot 10^{-8}(Z-9{,}98)^4\}. \quad (I_{L_{II}})$$

Die Tabellen L_I und L_{II} enthalten die aus (I_{L_I}) und ($I_{L_{II}}$) berechneten Zahlenwerte für $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ mit den von **Bohr** und **Coster** bestimmtem:

L_I

Z	$\sqrt{\frac{\nu_{L_I}}{R}}$ (nach I_{L_I})	$\sqrt{\frac{\nu_{L_I}}{R}}$ nach B. u. C.
42	14,52	14,54
47	16,75	16,72
56	20,85	21,03
74	29,80	29,84
82	34,14	34,19
90	38,56	38,85
92	39,82	40,04

L_{II}

Z	$\sqrt{\frac{\nu_{L_{II}}}{R}}$ (nach $I_{L_{II}}$)	$\sqrt{\frac{\nu_{L_{II}}}{R}}$ nach B. u. C.
40	12,90	13,02
45	15,13	15,20
47	16,02	16,12
55	19,68	19,87
60	22,07	22,27
80	32,26	32,38
82	33,38	33,50
90	38,11	38,10
92	39,36	39,28

Die nach (I_{L_I}) und nach ($I_{L_{II}}$) berechneten Zahlen stimmen mit den von Bohr und Coster gegebenen überein.

Es folgt daraus, daß es erlaubt ist, die Energieniveaus K, L_I, L_{II}, L_{III} durch Energieniveaus einzelner Elektronen entsprechender Elektronenringe zu ersetzen.

Wenn man nur die Niveaus K und L berücksichtigt, so sind drei Arten von Atomen zu unterscheiden, je nachdem der zweite Ring vom Kerne ein L_I, ein L_{II} oder ein L_{III} Ring ist.

Die Zahl der Elektronen auf den Ringen ist unten zusammengefaßt.

Art von Atomen	Zahl der Elektronen auf dem K-Ring	auf dem L-Ring
KL_I	5	9
KL_{II}	5	12
KL_{III}	5	12

Unter den L Ringen hat der L_I Ring die kleinste Zahl von Atomen.

Die Zahl von 9 Elektronen kann als die kleinstmögliche Zahl von Elektronen auf den L Ringen angesehen werden, so daß kein Elektron des Ringes L_I spontan verloren sein kann.

Dieselbe Eigenschaft muß den fünf Elektronen des K Ringes zugeschrieben sein.

Wenn also unter einem äußerem Einfluß der K Ring ein Elektron verliert, so kann aus dem Ringe L_{II} oder aus dem Ringe L_{III} je nach der Art von Atomen ein Elektron auf den freien Platz des K Ringes spontan springen.

Da jedem Elektron des Ringes L_{II} die Energie $h\nu_{L_{II}}$ und jedem Elektron des Ringes L_{III} die Energie $h\nu_{L_{III}}$ zugeschrieben werden muß, und jedes Elektron des Ringes K die Energie h_{ν_k} hat, so verliert ein Elektron durch das Wechseln des Ringes die Energie $h(\nu_{L_{II}} - \nu_k)$ oder die Energie $h(\nu_{L_{III}} - \nu_k)$, welche den Linien K_{α_2} und K_{α_1} entsprechen.

Die fehlenden Elektronen der Ringe L sind von den Elektronen der äußersten Ringe zu ersetzen.

Da aus dem L_I-Ringe kein Elektron auf den K-Ring spontan fallen kann, so ist selbstverständlich, warum es keine Linie von der Frequenz ($\nu_{L_I} - \nu_k$) gibt.

Wenn in der Volumeneinheit N-Atome vorhanden sind, so sind davon N_{L_I}-Atome, deren zweiter Ring ein L_I-Ring ist; $N_{L_{II}}$ Atome, deren zweiter Ring ein L_{II}-Ring ist und $N_{L_{III}}$ Atome, deren zweiter Ring ein L_{III}-Ring ist, so daß:

$$N_{L_I} + N_{L_{II}} + N_{L_{III}} = N.$$

Da jedes Atom den Ring K hat, so ist die Intensität der Linien K_{α_1} ($L_{III} - K$); K_{α_2} ($L_{II} - K$) proportional den Zahlen $N_{L_{III}}$ und $N_{L_{II}}$ von Atomen.

Wenn die Intensitäten der Linien K_{α_1} und K_{α_2} durch $I_{k\alpha_1}$ und $I_{k\alpha_2}$ bezeichnet werden, so folgt, daß:

$$\frac{I_{k\alpha_1}}{I_{k\alpha_2}} = \frac{N_{L_{III}}}{N_{L_{II}}} \cdot \frac{\nu_{k\alpha_1}}{\nu_{k\alpha_2}}$$

Da weiter jedes Atom, welches die Linien K_{β_1} ($M_{III} - K$); K_{β_2} ($M_{II} - K$); L_{β_3} ($M_{III} - L_I$) L_{β_4} ($M_{II} - L_I$) emittiert, die Struktur $KL_I M_{II}$ oder die Struktur $KL_I M_{III}$ der ersten drei Ringe haben soll, so folgt, daß die Intensitäten

$$I_{k\beta_1};\ I_{k\beta_2};\ I_{L\beta_4};\ I_{L\beta_3}$$

proportional den Atomzahlen sein sollen, deren zweiter Ring ein L_I-Ring ist und dessen dritter Ring ein M_{II}- oder ein M_{III}-Ring ist.

Wenn diese Atomzahlen entsprechend durch

$$N_{L_I, M_{II}} \text{ und } N_{L_I, M_{III}}$$

bezeichnet werden, so folgt, daß:

$$\frac{I_{k\beta_1}}{I_{k\beta_2}} = \frac{N_{L_I, M_{III}}}{N_{L_I, M_{II}}} \frac{\nu_{k\beta_1}}{\nu_{k\beta_2}}; \qquad \frac{I_{L\beta_3}}{I_{L\beta_4}} = \frac{N_{L_I, M_{III}}}{N_{L_I, M_{II}}} \frac{\nu_{k\beta_3}}{\nu_{k\beta_4}}$$

sein muß.

Sind diese Intensitätsbetrachtungen richtig, so soll folgende Intensitätsrelation erfüllt sein

$$\frac{I_{k\beta_1}}{I_{k\beta_2}} \cdot \frac{\nu_{k\beta_2}}{\nu_{k\beta_1}} = \frac{I_{L\beta_3}}{I_{L\beta_4}} \cdot \frac{\nu_{L\beta_4}}{\nu_{L\beta_3}}. \qquad (0)$$

Im Falle von Wolfram ($Z = 74$) ist nach Allison and Armstrong[1]) für das Verhältnis $I_{L\beta_3}/I_{L\beta_4}$ folgender Zahlenwert zu setzen:

$$\frac{I_{L\beta_3}}{I_{L\beta_4}} = \frac{15,0}{7,7} = 1,94,$$

1) Allison a. A. Armstrong, Physik. Rev. **26**, 714, 1925.

während für das Verhältnis $I_{K\beta_1}/I_{K\beta_2}$ nach Duane und Stenström:

$$\frac{I_{k\beta_1}}{I_{k\beta_2}} = \frac{35}{15} = 2,3$$

zu setzen ist.

Die Relation (0) ist also annähernd erfüllt, was für die Richtigkeit dieser Intensität und Strukturbetrachtung zu sprechen scheint[1]).

Gibt es kein Atom von der Struktur $KL_I M_I$ für die ersten drei Ringe, so folgt, daß:

$$N_{L_I} = N_{L_I,\,M_{II}} + N_{L_I,\,M_{III}}$$

ist und daß N_{L_I}; $N_{L_{II}}$; $N_{L_{III}}$ in folgenden Verhältnissen zueinander stehen:

$$N_{L_{III}} : N_{L_{II}} : N_{L_I} = \frac{I_{k\alpha_1}}{\nu_{k\alpha_1}} : \frac{I_{k\alpha_2}}{\nu_{k\alpha_2}} : \frac{I_{k\beta_1}}{\nu_{k\beta_1}} + \frac{I_{k\beta_2}}{\nu_{k\beta_2}}.$$

Für Wolfram ($Z = 74$) haben Duane und Stenström[2]) folgende Relation gegeben:

$$I_{k\alpha_2} : I_{k\alpha_1} : I_{k\beta_1} : I_{k\beta_2} = 50 : 100 : 35 : 15\,,$$

woraus folgt, daß für $Z = 74$ die Zahlen $N_{L_{III}}$; $N_{L_{II}}$; N_{L_I} in folgender Relation zueinander stehen

$$N_{L_{III}} : N_{L_{II}} : N_{L_I} = \frac{2}{\nu_{k\alpha_1}} : \frac{1}{\nu_{k\alpha_2}} : \frac{0,7}{\nu_{k\beta_1}} + \frac{0,3}{\nu_{k\beta_2}}.$$

Da

$$N = N_{L_{III}} + N_{L_{II}} + N_{L_I}\,,$$

so folgt, daß für Wolfram:

$$N_{L_{III}} = \frac{1}{2} N;\; N_{L_{II}} = \frac{1}{4} N;\; N_{L_I} = \frac{1}{4} N.$$

Im Falle von Kupfer ($Z = 29$) haben Siegbahn und Začek[3]) folgende Verhältnisse der Intensitäten der Linien K_{α_1}; K_{α_2}; K_{β_1}; K_{β_2} gegeben:

$$I_{k\alpha_1} : I_{k\alpha_2} : I_{k\beta_1} : I_{k\beta_2} = 100 : 51,2 : 25 : 0,61\,,$$

woraus folgt, daß für Kupfer ($Z = 29$)

$$N_{L_{III}} : N_{L_{II}} : N_{L_I} = \frac{100}{\nu_{k\alpha_1}} : \frac{51,2}{\nu_{k\alpha_2}} : \frac{25}{\nu_{k\beta_1}} + \frac{0,61}{\nu_{k\beta_2}}.$$

und daß:

$$N_{L_{III}} = 0,56 \cdot N;\; N_{L_{II}} = 0,29 \cdot N;$$
$$N_{L_I} = 0,144 \cdot N.$$

Aus den Beispielen für Kupfer und Wolfram folgt, daß die Zahl der Atome N_{L_I} mit abnehmender Atomnummer Z abnimmt, während die Zahl der Atome $N_{L_{III}}$ eher konstant bleibt.

1) Angenähert ist: $\nu_{k\beta_1} : \nu_{k\beta_2} = \nu_{L\beta_2} : \nu_{L\beta_1}$.

2) Zitiert nach A. E. Lindh, Physik. Zeitschr. **28**, 93. 1927.

3) Siegbahn und Začek, Ann. d. Phys. **71**, 187, 1923.

Die Energieniveaus M.

Ähnlich wie im Falle der Niveaus K und L ist es auch möglich, die Niveaus M durch Energieniveaus einzelner Elektronen von Elektronenringen zu ersetzen, wenn man die Ringkombinationen (c) berücksichtigt und die Zahl der Elektronen auf den verschiedenen Ringen M der folgenden Tabelle entnimmt.

Ring-. kombination	Zahl der Elektronen auf den Ringen								
	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V
$KL_{II}\,M_{IV}$	5		12					18	
$KL_{III}\,M_{IV}$	5			12				18	
$KL_{III}\,M_V$	5			12					21
$KL_I\,M_{II}$	5	9				13			
$KL_I\,M_{III}$	5	9					15		
$KL_{II}\,M_I$	5		12						
$KL_{III}\,M_I$	5			12					

Es ist außerdem für die azimutale Quantenzahl s_M

$$s_M = 4$$

zu setzen.

Dann folgen aus (1) folgende Ausdrücke für die Frequenzen der verschiedenen Niveaus M, wenn man berücksichtigt, daß

$$\sigma_{M_{II}} = \sigma_{13} = 5,57;\; \sigma_{M_{III}} = \sigma_{15} = 6,76;$$
$$\sigma_{M_{IV}} = \sigma_{18} = 8,60;\; \sigma_{M_V} = \sigma_{21} = 10,56;$$
$$k_{M_{IV}} = k_{M_V} = 17;\; k_{M_{II}} = k_{M_{III}} = 14$$

M_{II}

L	$\sqrt{\frac{\nu_{M_{II}}}{R}}$ nach ($I_{M_{II}}$)	$\sqrt{\frac{\nu_{M_{II}}}{R}}$ nach B. u. C.
42	5,60	5,52
45	6,36	6,30
47	6,86	6,60
53	8,36	8,31
55	8,86	8,91
56	9,11	9,21
74	13,61	13,74

M_{III}

L	$\sqrt{\frac{\nu_{M_{III}}}{R}}$ nach ($I_{M_{III}}$)	$\sqrt{\frac{\nu_{M_{III}}}{R}}$ nach B. u. C.
42	5,31	5,40
45	6,06	6,16
47	6,56	6,42
51	7,56	7,51
52	7,81	7,78
53	8,06	8,05
56	8,81	8,90
74	13,31	12,93
90	17,31	17,26
92	17,81	17,81

M_{IV}

L	$\sqrt{\frac{\nu_{M_{IV}}}{R}}$ nach ($I_{M_{IV}}$)	$\sqrt{\frac{\nu_{M_{IV}}}{R}}$ nach B. u. C.
41	3,85	3,87
42	4,10	4,17
47	5,35	5,28
52	6,60	6,57
62	9,10	9,05
63	9,35	9,26
74	12,10	11,74
78	13,10	12,74
79	13,35	13,01
82	14,10	13,80
90	16,10	16,02
92	16,60	16,55

M_V

L	$\sqrt{\frac{\nu_{M_V}}{R}}$ nach (I_{M_V})	$\sqrt{\frac{\nu_{M_V}}{R}}$ nach B. u. C.
70	10,61	10,64
71	10,86	10,86
73	11,36	11,30
74	11,61	11,54
79	12,86	12,77
81	13,36	13,30
82	13,61	13,53
83	13,86	13,83
90	15,61	15,65
92	16,11	16,16

a) für das Energieniveau M_{II}

$$\sqrt{\frac{\nu_{M_{II}}}{R}} = \frac{(Z - 19,57)}{R} \qquad (I_{M_{II}})$$

b) für das Energieniveau M_{III}

$$\sqrt{\frac{\nu_{M_{III}}}{R}} = \frac{(Z - 20,76)}{4} \qquad (I_{M_{III}})$$

c) für das Energieniveau M_{IV}

$$\sqrt{\frac{\nu_{M_{IV}}}{R}} = \frac{(Z - 25,60)}{4} \qquad (I_{M_{IV}})$$

d) für das Energieniveau M_V

$$\sqrt{\frac{\nu_{M_V}}{R}} = \frac{(Z - 27,56)}{4}. \qquad (I_{M_V})$$

In den vorstehenden Tabellen sind die nach ($I_{M_{II}}$) ($I_{M_{III}}$) ($I_{M_{IV}}$) (I_{M_V}) berechneten Zahlenwerte von $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ mit den von Bohr und Coster gegebenen zusammengestellt.

Man sieht also, daß auch die Niveaus M konsequent nach dem Schema (c) ausgebaut werden können.

(Eingegangen 20. Juli 1928.)

Die „Temperaturverspätung" der Sternschnuppen als Fehlerquelle bei der Berechnung des Druckes in den höchsten Atmosphärenschichten.

Von Wilhelm Anderson.

Wenn ein Meteorit in die irdische Atmosphäre eindringt, wird anfänglich seine Stirnwand von den Luftmolekülen unmittelbar getroffen; in tieferen Atmosphärenschichten dagegen bildet sich um die Vorderseite des Meteorits ein „Luftmantel", welcher die Stirnwand vor den unmittelbaren Zusammenstößen mit ruhenden Luftmolekülen schützt. Nach F. A. Lindemann und G. M. B. Dobson findet während der ersten Periode keine merkliche Erwärmung des Meteorits statt; erst bei der Bildung des „Luftmantels" erfolgt die Erwärmung des Meteorits dank der adiabatischen Kompression der Luft im „Luftmantel". Eine andere Theorie hat C. M. Sparrow aufgestellt, wonach sich der Meteorit schon während der ersten Periode erwärmt. Eine kritische Zusammenfassung dieser beiden Theorien wird von M. Radaković gegeben[1]).

Nach beiden Theorien wird ein Meteorit erst dann sichtbar, wenn er reichlich zu verdampfen beginnt, was natürlich von den Substanzen abhängt, aus denen der Meteorit besteht. Nach Lindemann und Dobson liegt die Temperatur der beginnenden reichlichen Verdampfung zwischen 2000^0 und 2300^0 abs., nach C. M. Sparrow zwischen 2000^0 und 2500^0 abs.

Möge v die Geschwindigkeit des Meteorits bedeuten, σ die Stefansche Konstante, T die Temperatur des Meteorits und ϱ die Dichte der Atmosphäre. Nach Sparrow besteht zwischen diesen Größen folgende Gleichung:

$$T^4 = k \cdot \frac{v^3 \varrho}{8\sigma}. \qquad (1)$$

Hier bedeutet k eine Konstante, welche für Wasserstoff gleich 0,25 ist und für Stickstoff gleich 0,37[2]).

Sparrow hat die Gleichung (1) unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die dem Meteorit zugeführte Energiemenge der von ihm ausge-

1) M. Radaković, Meteor. Zeitschr. **44**, 326 bis 331, 1927.

2) C. M. Sparrow, Astrophys. Journ. **63**, 102, 1926.

strahlten genau gleich ist. Sparrow ignoriert also jene Energiemenge, die ein Meteorit zur Erhöhung seiner Temperatur verbraucht. Wir wollen jetzt an einem konkreten Falle untersuchen, ob ein solches Ignorieren zulässig ist.

Mag der Meteorit die Form einer Kugel vom Radius r besitzen und mit einer Geschwindigkeit von v cm · sec^{-1} in die irdische Atmosphäre eindringen; die Bahn des Meteorits soll streng vertikal sein. In einem gewissen Moment befindet sich der Meteorit an einer Stelle der Atmosphäre, wo ein Druck von p_1 mm Hg herrscht; nach τ Sekunden befindet sich der Meteorit tiefer, wo der Druck p_2 mm Hg beträgt. In τ Sekunden hat also der Meteorit eine Atmosphärenschicht durchmessen, die einer Quecksilberschicht von $(p_2 - p_1)$ mm äquivalent ist. In absoluten Einheiten ist diese Schicht gleich $1{,}3 \cdot (p_2 - p_1)$ g · cm^{-2}.

Der Meteorit hat in τ Sekunden einen zylindrischen Raum durchstrichen, der eine Atmosphärenmasse von $1{,}3 \cdot (p_2 - p_1) \cdot \pi r^2$ g enthält. Diese Atmosphärenmasse hat dem Meteorit eine Energiemenge von $1{,}3 \cdot (p_2 - p_1) \cdot \pi r^2 \cdot \frac{v^2}{2} \cdot k$ Erg zugeführt. Im Falle einer Wasserstoffatmosphäre ist nach C. M. Sparrow $k = 0{,}25$ zu setzen (s. oben); dann hat also unser Meteorit in τ Sekunden $0{,}1625 \cdot (p_2 - p_1) \cdot \pi r^2 \cdot v^2$ Erg erhalten.

Möge die Temperatur des Meteorits während der oben erwähnten τ Sekunden von T_1^0 bis T_2^0 abs. steigen. Wir wollen annehmen, daß der Meteorit aus reinem Eisen besteht. Bei 0^0 C ist die Dichte von Eisen gleich 7,86 g · cm^{-3}; bei höheren Temperaturen ist sie geringer. Wir wollen sie bei unserem Meteorit gleich 7 g · cm^{-3} ansetzen; seine Masse ist dann gleich $\frac{4}{3} \pi r^3 \cdot 7$ g.

Die spezifische Wärme von Eisen bei 0^0 C beträgt 0,1045; wir haben es aber mit viel höheren Temperaturen zu tun, und dann ist die spezifische Wärme größer. So ist z. B. zwischen 0^0 C und 725^0 C die durchschnittliche spezifische Wärme von Elektrolyteisen gleich 0,1467; zwischen 0^0 C und 785^0 C gleich 0,1571 [1]). Wenn wir also die durchschnittliche spezifische Wärme unseres Meteorits gleich 0,15 setzen, so wird dies eher zu wenig als zu viel sein.

Um den Meteorit von T_1^0 bis T_2^0 abs. zu erwärmen, muß man ihm $\frac{4}{3} \pi r^3 \cdot 7 \cdot 0{,}15 (T_2 - T_1) \cdot 4{,}186 \cdot 10^7 = 5{,}8604 \cdot 10^7 \cdot (T_2 - T_1) \cdot \pi r^3$ Erg zuführen. Außerdem muß dem Meteorit die während der τ Sekunden ausgestrahlte Energiemenge

1) Landolt-Börnstein, Phys.-chem. Tabellen, 5. Auflage. Berlin 1923, S. 1243.

ersetzt werden. Sparrow betrachtet den Meteorit als absolut schwarzen Körper. Ich glaube aber, daß man der Wirklichkeit näher kommen wird, wenn man das Emissionsvermögen des Meteorits gleich etwa 0,8 des schwarzen Körpers annimmt. Der Energieverlust durch Ausstrahlung ist dann gleich:

$$0{,}8 \cdot 4\pi r^2 \cdot \sigma \int_0^\tau T^4 dt = 1{,}8432 \cdot 10^{-4} \pi r^2 \int_0^\tau T^4 dt \text{ Erg},$$

wenn man $\sigma = 5{,}76 \cdot 10^{-5}$ setzt[1]). Außerdem verliert der Meteorit Energie durch Verdampfung seiner Substanz, aber diesen Energieverlust wollen wir ignorieren.

Wir nehmen an, daß die dem Meteorit zugeführte Energiemenge ausschließlich zu seiner Erwärmung und zur Deckung des Energieverlustes durch Ausstrahlung verbraucht wird. Dann haben wir:

$$0{,}1625 (p_2 - p_1) \pi r^2 v^2 = 5{,}8604 \cdot 10^7 (T_2 - T_1) \pi r^3 + 1{,}8432 \cdot 10^{-4} \pi r^2 \int_0^\tau T^4 dt,$$

oder:

$$0{,}1625 (p_2 - p_1) v^2 = 5{,}8604 \cdot 10^7 (T_2 - T_1) r + 1{,}8432 \cdot 10^{-4} \int_0^\tau T^4 dt. \qquad (2)$$

Bekanntlich ist die Masse der meisten Sternschnuppen von der Größenordnung eines Milligramms; wir können darum setzen $\frac{4}{3} \pi r^3 \cdot 7 = 0{,}001$ g; dann ist $r = 0{,}03242932$ cm. Weiter wollen wir $v = 7 \cdot 10^6$ cm · sec^{-1} annehmen, was etwa der Geschwindigkeit der Leoniden entspricht. Nach Einführung dieser beiden Werte in (2) erhalten wir:

$$p_2 - p_1 = 2{,}386798 \cdot 10^{-6} T_2 - T_1) + 2{,}314851 \cdot 10^{-17} \int_0^\tau T^4 dt. \qquad (3)$$

Vor seinem Eintritt in den Erdschatten wird der Meteorit von der Sonne beschienen und erwärmt. Setzt man die Solarkonstante gleich 1,925 cal · cm^{-2} · min^{-1} [2]), so erhält man rund 276^0 abs. für die Temperatur des („schwarzen" oder auch „grauen") Meteorits, wie es nicht schwer zu berechnen ist. Es ist klar, daß vor dem Eindringen in die irdische Atmosphäre die Temperatur des Meteorits nicht höher als 276^0 abs. sein kann.

Aus (3) folgt, daß

$$p_2 - p_1 > 2{,}386798 \cdot 10^{-6} (T_2 - T_1) \qquad (4)$$

1) Landolt-Börnstein, 1. Ergänzungsband. Berlin 1927, S. 320.

2) The Observer's Handbook for 1928, published by the Roy. Astron. Soc. of Canada. Toronto 1928, S. 71.

ist. Setzen wir hier $T_1 \leqq 276^0$, $T_2 = 1000^0$, $p_1 = 0$, so erhalten wir:

$$p_2 > 1{,}72804 \cdot 10^{-4} \text{ mm } Hg.$$

Also damit sich unser Meteorit (dessen anfängliche Temperatur $\leqq 276^0$ abs. beträgt) bis 1000^0 abs. erwärmen kann, muß er bis zu einer Atmosphärenschicht vordringen, wo der Druck größer ist als $1{,}72804 \cdot 10^{-4}$ mm Hg. Wir wollen aber vorläufig annehmen, daß der Druck dort genau gleich $1{,}72804 \cdot 10^{-4}$ mm Hg ist.

Wenn wir die Temperaturen des Meteorits als Ordinaten eintragen und die entsprechenden Zeitpunkte als Abszissen, so erhalten wir eine bestimmte Temperaturkurve. Teilen wir aber diese Kurve in genügend kleine Abschnitte, so kann jeder Abschnitt annähernd als eine Gerade angesehen werden. Für unsere Genauigkeitsansprüche erweist es sich als völlig genügend, die Kurve so zu teilen, daß jeder Abschnitt einer Ordinatendifferenz von $T_2^0 - T_1^0 = 100^0$ entspricht. Wir nehmen also an, daß die Temperatur des Meteorits in τ Sekunden von T_1^0 bis $T_1^0 + 100^0 = T_2^0$ linear ansteigt. Zu einem bestimmten Moment t während dieses Anstiegs ist also die Temperatur gleich $T = T_1 + \frac{100\,t}{\tau}$. Für $t = 0$ ergibt diese Gleichung $T = T_1$, für $t = \tau$ dagegen $T = T_1 + 100 = T_2$, wie es auch sein muß.

Jetzt können wir für jeden Abschnitt der Temperaturkurve die Integration in (3) leicht ausführen. Es ist nämlich:

$$\int_0^\tau T^4\,dt = \int_0^\tau \left(T_1 + \frac{100\,t}{\tau}\right)^4 dt$$

$$= \int_0^\tau \Big(T_1^4 + 400\,T_1^3\frac{t}{\tau} + 6\cdot 10^4\,T_1^2\frac{t^2}{\tau^2} + 4\cdot 10^6\,T_1\frac{t^3}{\tau^3} + 10^8\frac{t^4}{\tau^4}\Big)\,dt$$

$$= \tau\,(T_1^4 + 200\,T_1^3 + 2\cdot 10^4\,T_1^2 + 10^6\,T_1 + 2\cdot 10^7).$$

Wir nehmen an, daß die höchsten Atmosphärenschichten aus reinem Wasserstoff bestehen, und daß dort eine konstante Temperatur von 0^0 C $= 273^0$ abs. herrscht. Für unsere isotherme Wasserstoffatmosphäre gilt die Gleichung:

$$\frac{p_1}{p_2} = e^{-\frac{g(h_1 - h_2)}{R\cdot 273}}.$$

Hier bedeutet g die Anziehungsbeschleunigung, R die Gaskonstante, h_1 die Höhe, wo der Druck p_1 herrscht, und h_2 diejenige, wo p_2 herrscht.

Unser Meteorit fällt in vertikaler Richtung mit der Geschwindigkeit von $7 \cdot 10^6$ cm $\cdot$ sec^{-1}; die Entfernung $h_1 - h_2$ cm durchmißt er in τ Sekunden; wir können also schreiben: $h_1 - h_2 = 7 \cdot 10^6 \tau$. Weiter wollen wir die Gaskonstante R für H_2 gleich $4{,}15 \cdot 10^7$ setzen und die Anziehungsbeschleunigung $g = 980$. Jetzt haben wir $\frac{p_1}{p_2} = e^{-0{,}6055\,\tau}$.

Nun ist aber $g = 980$ die Anziehungsbeschleunigung an der Erdoberfläche. In den höchsten Atmosphärenschichten ist sie merklich kleiner. Ich glaube daher besser zu tun, wenn ich einfach $\frac{p_1}{p_2} = e^{-0{,}5\,\tau}$ annehme, oder $p_2 = p_1 e^{+0{,}5\,\tau}$.

Jetzt können wir statt (3) schreiben:

$$\left.\begin{aligned} p_1(e^{0{,}5\,\tau} - 1) &= 2{,}386798 \cdot 10^{-4} \\ &+ 2{,}314851 \cdot 10^{-17}\,\tau\,(T_1^4 + 200\,T_1^3 \\ &+ 2\cdot 10^4\,T_1^2 + 10^6\,T_1 + 2\cdot 10^7). \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Diese transzendente Gleichung gestattet τ zu berechnen, wenn p_1 und T_1 gegeben sind.

Wir haben oben angenommen, daß die Temperatur des Meteorits bis 1000^0 abs. steigt, wenn er bis zu einer Atmosphärenschicht vordringt, wo ein Druck von $1{,}72804 \cdot 10^{-4}$ mm Hg herrscht.

Zuerst setzen wir also $T_1 = 1000$ und $p_1 = 1{,}72804 \cdot 10^{-4}$ und erhalten aus (5) durch ein Näherungsverfahren $\tau = 0{,}35945$ sec; dies ergibt weiter $p_2 = p_1 e^{0{,}5\,\tau} = 2{,}0683 \cdot 10^{-4}$ mm Hg. Wir sehen also, daß nach 0,35945 Sekunden die Temperatur des Meteorits von 1000^0 bis 1100^0 abs. gestiegen ist, wobei er bis zu einer Atmosphärenschicht vorgedrungen ist, wo der Druck $2{,}0683 \cdot 10^{-4}$ mm Hg beträgt.

Temperatur des Meteorits	Druck in der Atmosphärenschicht, wo der Meteorit die bezeichnete Temperatur erhält	
	Masse des Meteorits 0,001 g	Masse des Meteorits unendlich klein
1000^0 abs.	$1{,}728 \cdot 10^{-4}$ mm Hg	$3{,}635 \cdot 10^{-5}$ mm Hg
1100^0 „	$2{,}068 \cdot 10^{-4}$ „	$5{,}323 \cdot 10^{-5}$ „
1200^0 „	$2{,}442 \cdot 10^{-4}$ „	$7{,}539 \cdot 10^{-5}$ „
1300^0 „	$2{,}860 \cdot 10^{-4}$ „	$1{,}038 \cdot 10^{-4}$ „
1400^0 „	$3{,}336 \cdot 10^{-4}$ „	$1{,}397 \cdot 10^{-4}$ „
1500^0 „	$3{,}890 \cdot 10^{-4}$ „	$1{,}840 \cdot 10^{-4}$ „
1600^0 „	$4{,}546 \cdot 10^{-4}$ „	$2{,}383 \cdot 10^{-4}$ „
1700^0 „	$5{,}334 \cdot 10^{-4}$ „	$3{,}036 \cdot 10^{-4}$ „
1800^0 „	$6{,}289 \cdot 10^{-4}$ „	$3{,}816 \cdot 10^{-4}$ „
1900^0 „	$7{,}441 \cdot 10^{-4}$ „	$4{,}738 \cdot 10^{-4}$ „
2000^0 „	$8{,}817 \cdot 10^{-4}$ „	$5{,}817 \cdot 10^{-4}$ „
2100^0 „	$1{,}043 \cdot 10^{-3}$ „	$7{,}070 \cdot 10^{-4}$ „
2200^0 „	$1{,}231 \cdot 10^{-3}$ „	$8{,}516 \cdot 10^{-4}$ „
2300^0 „	$1{,}446 \cdot 10^{-3}$ „	$1{,}017 \cdot 10^{-3}$ „
2400^0 „	$1{,}692 \cdot 10^{-3}$ „	$1{,}206 \cdot 10^{-3}$ „
2500^0 „	$1{,}969 \cdot 10^{-3}$ „	$1{,}420 \cdot 10^{-3}$ „

Jetzt machen wir eine ähnliche Berechnung für den nächsten Temperaturabschnitt (von 1100^0 bis 1200^0 abs.). Wir setzen $T_1 = 1100$ und $p_1 = 2{,}0683 \cdot 10^{-4}$ und erhalten $\tau = 0{,}33216$ sec

und $p_2 = 2{,}4420 \cdot 10^{-4}$ mm Hg. Diese Berechnungen habe ich bis 2500^0 abs. fortgeführt (s. die Tabelle; die Zahlen sind dort etwas abgerundet).

Sparrows Gleichung (1) bezieht sich auf einen absolut schwarzen Meteorit. Wir haben aber die Emissionsfähigkeit des Meteorits gleich 0,8 angenommen; in diesem Falle würde Sparrows Gleichung lauten:

$$T^4 = \frac{kv^3\varrho}{8\sigma \cdot 0{,}8} = \frac{kv^3\varrho}{6{,}4\sigma}. \qquad (6)$$

Ich habe nach dieser Formel die Dichten, und nach den Dichten die Drucke berechnet (s. die letzte Kolumne der Tabelle).

Bei der Ableitung von Sparrows Gleichung wird jene Energiemenge ignoriert, die der Meteorit zu seiner Erwärmung verbraucht. Eine solche Annahme wäre streng richtig, wenn die spezifische Wärme oder die Masse des Meteorits unendlich klein wäre. Doch schon bei einer Masse von 0,001 g führt die erwähnte Annahme (im Falle eines Eisenmeteorits) zu recht beträchtlichen Fehlern, wie dies aus unserer Tabelle hervorgeht. So z. B. müßte ein unendlich kleiner Meteorit, damit er die Temperatur 2100^0 abs. erreichen könnte, bis zu einer Atmosphärenschicht vordringen, wo der Druck $7{,}070 \cdot 10^{-4}$ mm Hg beträgt. Dagegen würde ein Meteorit von 0,001 g in dieser Schicht eine Temperatur von weniger als 1900^0 abs. erhalten. Erst in einer merklich tieferen Schicht, wo der Druck $1{,}043 \cdot 10^{-3}$ mm Hg beträgt, wird der Meteorit 2100^0 abs. erreichen.

Wir haben es also mit einer „Temperaturverspätung" des schwereren Meteorits gegenüber dem leichteren zu tun. In Wirklichkeit wird diese „Temperaturverspätung" noch etwas größer sein als nach unserer Tabelle. Wir haben nämlich die durchschnittliche spezifische Wärme des Eisens gleich 0,15 gesetzt, was etwas zu wenig ist. Dann haben wir angenommen, daß der Meteorit die Temperatur 1000^0 abs. erhält, wenn er bis zu einer Atmosphärenschicht vordringt, wo ein Druck von $1{,}72804 \cdot 10^{-4}$ mm Hg herrscht. Letztere Zahl ist aber ebenfalls etwas zu klein.

Es ist klar: je größer die Masse des Meteorits ist, desto größer ist auch die „Temperaturverspätung". Wenn aber der Meteorit nicht vertikal fallen sollte, sondern in schräger Richtung, so wird die „Temperaturverspätung" geringer sein.

Sollten die höheren Atmosphärenschichten nicht aus Wasserstoff bestehen, sondern aus Stickstoff, so würde die „Temperaturverspätung" sehr viel größer sein[1]).

Man darf jedoch nicht vergessen, daß wir den Energieverlust durch Verdampfung bis jetzt vollständig ignoriert haben. Dieser Energieverlust mag aber in Wirklichkeit eine recht bedeutende Rolle spielen (wenigstens bei höheren Temperaturen).

Schlußfolgerung.

Will man aus dem Aufleuchten der Sternschnuppen die Drucke berechnen, welche in den entsprechenden Atmosphärenschichten herrschen, so darf man (besonders bei vertikal fallenden Meteoriten) die „Temperaturverspätung" nicht ignorieren; sonst erhält man Drucke, die beträchtlich niedriger sind als in Wirklichkeit. Sollten die höchsten Atmosphärenschichten nicht aus Wasserstoff, sondern aus Stickstoff bestehen, so dürfte man die „Temperaturverspätung" erst recht nicht ignorieren.

Dorpat (Estland), 2. August 1928.

(Eingegangen 7. August 1928.)

1) Für Stickstoff ist nach C. M. Sparrow $k = 0{,}37$ zu setzen (s. oben). Damit unser vertikal fallender Meteorit (Masse = 0,001 g) eine Temperatur von 1000^0 abs. erreichen kann, muß er bis zu einer Atmosphärenschicht vordringen, wo ein Druck von über $1{,}167596 \cdot 10^{-4}$ mm Hg herrscht. Unter diesem Druck und bei 0^0 C ist die Dichte des Stickstoffs gleich $\varrho = 1{,}9211 \cdot 10^{-10}$ g cm^{-3}. Aus Gleichung (6) erhalten wir jetzt $T = 2868^0$ abs. Also wird ein unendlich kleiner Meteorit die Temperatur 2868^0 abs. in derselben Atmosphärenschicht erhalten, wo die Temperatur unseres größeren Meteorits nicht einmal 1000^0 abs. betragen kann.

Der Wehnelt-Unterbrecher als Generator elektromagnetischer Schwingungen.

Von W. M. Schulgin.

Wenn wir den Wehnelt-Unterbrecher in ein Gleichstromlichtnetz einschalten oder an den Gleichrichter des Wechselstromes mit 100 Volt Spannung und in den Weg des Stromes einen Rheostaten und eine Selbstinduktion, so fängt der Unterbrecher an zu arbeiten, d. h. in dem Stromkreise entsteht ein zerhackter Strom. Die Zahl der Unterbrechungen kann bei geeigneter Wahl der Selbstinduktion und der Teile des Unterbrechers bis auf 2000 in der Sekunde steigen. Zur vollkommenen Arbeit des Unterbrechers soll er so eingeschaltet werden, daß das Platinende als Anode dient. Im entgegengesetzten Fall entsteht keine Unterbrechung des Stromes. Der auf dem Platin sich entwickelnde Wasserstoff wird von ihm absorbiert, erhitzt es über die Norm, und dadurch wird der Unterbrecher rasch untauglich.

W. Mitkewitsch nimmt an, daß „in dem Wehnelt-Unterbrecher Erscheinungen vorgehen, die denen im Lichtbogen analog sind und daß die Einseitigkeit des Arbeitens des Unterbrechers, d. h. die Notwendigkeit das Platin mit dem positiven Pole der Stromquelle zu verbinden, eigentlich dadurch bedingt ist,

daß im entgegengesetzten Falle das Platin bei Erhitzung imstande ist einen Elektronenstrom auszuscheiden"[1]).

S. Thomson, Goldhammer u. a. wiesen darauf hin, daß der Prozeß Schwingungscharakter trägt, weil der Unterbrecher nur bei Einschalten einer Selbstinduktion, gewöhnlich die Primärspule des Rumkorff-Induktors, vollkommen arbeitet[2]).

Dieser Umstand bewog mich einige Versuche zu unternehmen, die das Ziel verfolgten die optimalen Bedingungen zur Entstehung der Schwingungen zu klären.

Bei der Untersuchung verschiedener Anordnungen kam ich zu folgendem Schema, das auf der Fig. 1 zu sehen ist.

Das Platin schalte ich an den negativen Pol, was nicht mit dem klassischen Schema der Einschaltung des Wehnelt-Unterbrechers übereinstimmt. Wird das Platin als Kathode statt

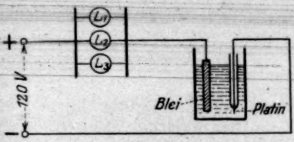

Fig. 1.

als Anode gebraucht, wie das gewöhnlich der Fall ist, so haben wir dem Apparat seine Eigenschaft als Unterbrecher genommen, doch dafür haben wir eine Quelle elektrischer Schwingungen mit einem erheblichen Nutzkoeffizient.

Äußerlich ändert sich der Charakter der Erscheinung: anstatt der schwachen, flackernden Erhitzung der Platinelektrode und des häufigen Auftretens der Gasbläschen, haben wir ein helles gleichmäßiges Leuchten des Platindrahtes und ein seltenes (1—2mal in der Sekunde) Ausscheiden der Bläschen des Wasserstoffes, die langsam von dem erhitztem Platin herabgleiten.

Diese Erscheinung ist der Erscheinung des Lichtbogens analog. Deshalb kann sie auch nicht dauernd sein: die Platinelektrode wird rasch durch starke Erhitzung vernichtet. Doch kann die Stromstärke verkleinert werden, folglich auch die Stromdichte, und zwar zu einem sehr geringen Maße.

Dieses mache ich folgendermaßen: als Rheostat in dem Kreis des Unterbrechers (Fig. 1) nehme ich 3 Glühlampen, die parallel geschaltet sind: zwei von ihnen haben Kohlenfaden zu 10 NK und eine ist eine Metallfadenlampe zu 100 Watt. Ich schalte die Anordnung an das Gleichstromlichtnetz mit 120 Volt Spannung. Der Platindraht in der Elektrode wird mit 0,25 mm Durchmesser genommen mit einem 2—3 mm hervorstehenden Ende. Wir schließen den Kreis durch Eindrehen der zwei Kohlenfadenlampen. Dann bemerken wir auf dem Platindraht ein regelmäßiges Ausscheiden von Wasserstoffbläschen. Die Lampen brennen fast mit voller Stärke, weil der Widerstand des Gefäßes gering ist. Doch im Gefäß gehen außer der gewöhnlichen Elektrolyse noch keine Erscheinungen vor sich. Jetzt wird die Lampe mit 100 Watt eingeschraubt: es entsteht ein starkes Leuchten der Kathode;

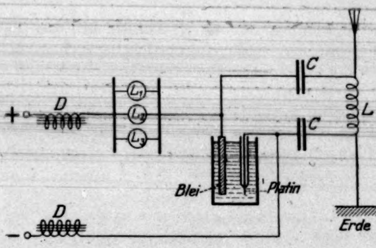

Fig. 2.

sie erhitzt sich sehr und kann untauglich werden. Rasch wird nun die große Lampe ausgeschraubt; dadurch wird der Strom verringert; das Leuchten ist weiter zu bemerken, wenngleich die Erscheinung keinen gefährlichen Charakter mehr trägt, da die Stromstärke gering ist (an 0,1 Ampere): die zwei Kohlefadenlampen sind kaum erhitzt.

Auf solche Weise ist das „Zünden" dieses „Lichtbogens" dem des wirklichen Lichtbogens ähnlich. Wenn er aus jeweiligen Gründen auslöscht (dann tritt nur die Elektrolyse ein), so muß zur Wiederzündung auf einen Augenblick die große Lampe eingedreht werden, um sie nachher sogleich auszudrehen. Diese Manipulation ist ganz ähnlich der bei der Zusammenführung und Auseinanderführung der Kohlen in dem gewöhnlichen Lichtbogen. Bei zwei Lampen mit Kohlenfäden im Rheostat geht durch das Gefäß, wie schon gesagt, ein sehr schwacher Strom, das Platin erwärmt sich schwach, und die Elektrode der angeführten Größe leistet auf eine oder zwei Stunden beständige Arbeit.

Ich stellte nun nach dem Schema der Fig. 2 einen Schwingungskreis zusammen, bei dem die Spule L und die Kondensatoren CC von verschiedener Größe sind. (Von ihrer Größe hängt die Wellenlänge ab). Die Drosselspulen DD sind nicht unbedingt nötig. Ich gebrauche eine 5 m lange Zimmerantenne, die Erdung ist wie

1) O. D. Chwolson, Handbuch d. Physik, **5**, 227.

2) S. Thomson u. Marchant. Electrician **42**, 731, 841, 1899. Goldhammer, Wied. Ann. (4) **9**, 1070, 1902.

gewöhnlich. Die Platinelektrode des Wehnelt-Gefäßes schließe ich unbedingt dem negativen Pole der Gleichstromquelle an. Der auf solche Art geschaltete Wehnelt-Unterbrecher ist ein ausgezeichneter Generator für elektromagnetische Wellen. Um mich davon zu überzeugen, stellte ich im anliegenden Zimmer eine gleiche Antenne auf und schaltete den gewöhnlichen Detektor-Empfänger ein. Dabei bemerkte ich ohne Mühe die Ausstrahlung, d. h. die Ausstrahlung ist sehr stark.

Auch in einem anderen Gebäude, in einem Abstande von 10—40 m von dem Sender, ist die Ausstrahlung, die sich dem Detektor-Empfänger und der Zimmerantenne überträgt, noch sehr merklich.

Hier führe ich einige Zahlen an, die die Abgabe der elektromagnetischen Wellen des beschriebenen Generators charakterisieren.

Diesen Generator nenne ich „elektrolytischer Generator". Zimmerantenne — Höhe 2 m, Länge des horizontalen Teiles — 5 m. Die Länge der ausgestrahlten Wellen λ = an 200 m.

A. Abstand zwischen den Antennen 10 m (zwischen massiven Wänden):

1. Sender: Spannung der Elektroden Platin—Blei 50 Volt. Stromstärke im Kreise des „Unterbrechers" 0,15 Amp.

2. Empfänger: Stromstärke in dem Detektorkreise mit einem gewöhnlichen Galendetektor 0,7 M.A., gemessen mit einem Milliamperemeter von 10 Ω.

B. Der Abstand zwischen den Antennen beträgt 40 m (dazwischen eine Reihe von massiven Wänden):

1. Sender: Dieselbe wie im vorigen Versuche.

2. Empfänger: Die Stromstärke in dem Detektorkreise mit einem gewöhnlichen Galendetektor $32 \cdot 10^{-7}$ Amp. gemessen mit einem Galvanometer von ca. 600 Ω. Bei der gewöhnlichen Polung des Wehnelt-Unterbrechers, *Pb* an —, *Pt* an +, bemerkte ich nur eine schwache Ausstrahlung; solche schwache Strahlung erhält man auch mit dem analog arbeitenden Gleichrichter von Mitkewitsch[1]).

Ich kam zu folgenden Schlußfolgerungen:

1. Der Schwingungscharakter des Wehnelt-Unterbrechers beruht hauptsächlich auf der Erhitzung der Platinelektrode.

2. Wird sie als Kathode gebraucht, so bekommen wir eine höhere Temperatur, und seine Arbeitsweise wird genau dieselbe wie die des abgekühlten Lichtbogens, d. h. wir bekommen elektromagnetische Schwingungen.

3. Wird das Platin als Kathode gebraucht und mit einem stärkeren Strome „gezündet", so kann man den Strom allmählich verringern und auf solche Weise Lichtbogenschwingungen bis zu sehr kleinen Leistungen bekommen. (Bei 50 Volt können weniger als 0,1 Amp. bekommen werden, doch wird die Entladung Bogencharakter zeigen.)

4. In dem Wehnelt-Unterbrecher, der in umgekehrter Polung eingeschaltet wird (Platin zum Minuspol) haben wir den einfachsten und billigsten Generator zur Erzeugung elektromagnetischer Schwingungen.

5. Es hat Sinn ihn für große Leistungen auszubauen und den Charakter der von ihm ausgestrahlten Schwingungen zu untersuchen.

Die ausgeführten Versuche unternahm ich in dem von mir verwalteten Physikalischen Laboratorium der Arbeiterfakultät der landwirtschaftlichen Akademie Timirjasew in Moskau.

(Eingegangen 2. April 1928.)

1) O. D. Chwolson, Handbuch der Physik, 4, 528.

Zur Frage der Erzeugung kurzer elektromagnetischer Wellen.

Von M. Grechowa.

In der vorhergehenden Arbeit des Verfassers[1]) ist von ihm in Übereinstimmung mit Gill und Morell[2]) gezeigt worden, daß in den untersuchten Schaltungsschemas, die Barkhausenschen Schwingungen, gleich wie im Falle sonst üblicher Generatoren, als Schwingungen eines an die Röhre angeschlossenen Kreises betrachtet werden können. In derselben Arbeit wurde erklärt, daß Messungen mit besonders hergestellten Elektronenröhren im Gange sind (Fig. 1), die

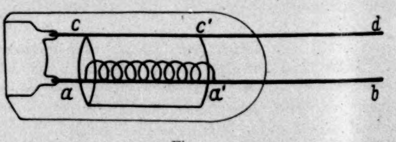

Fig. 1.

es erlauben werden, der Generatorenberechnung eine präzisere Genauigkeit zugrunde zu legen. In vorliegender Arbeit sind die Ergebnisse der Messungen angeführt, die mit solchen Röhren vorgenommen wurden.

Die Stifte *aa'* und *cc'*, auf denen das Gitter und die Anode befestigt waren, bildeten eine

1) Zeitschr. f. Phys. **38**, 621, 1926.
2) Phil. Mag. **44**, 161, 1922.

Tabelle I.

Länge des Kreises $l = 12,5$ cm		$l = 22,5$		$l = 27,5$		$l = 36,5$		$l = 47,5$		$l = 57,5$	
λ_{ber}	λ_{mess}	λ_{ber}	λ_{mess}	λ_{ber}	λ_{mess}	λ_{ber}	λ_{mess}	λ_{ber}	λ_{mess}	λ_{ber}	λ_{mess}
221		296		758		918		1063		1165	
128	117	174	170	333		392	380*)	467,6	450*)	334	
		129	128	199	Geringe Energie	241		286		237	
88,6		94	94	139	136	169	174	205		183	186
	74	75		107	104,5[3])	130	143	158	181,5	149	
67		63,4		86	82,5	105		128		125	126[1])
54		54,6	56	72		88	80	107,6		107	
45	48[4])			54		76		90,6	94	94,7	96
				48	49,8	66,6	62	81		84,5	
						59,3		72,5	73,5[2])	76	75[1])
						53,5		65		69	
						48,7	48	59,5	60	63	
								54,6	57	58,8	57
										54,6	
										51	52

direkte Fortsetzung der äußeren Leitungsdrähte[1]) und gehörten mit denselben zum Generatorkreis (Fig. 1). Messungen waren in Generatoren folgender drei Grundarten durchgeführt worden: Zweiröhrengenerator[2]) [3]), Barkhausens[1]) [4]) Gill und Morells[4]) [5]).

Ein Zweiröhrengenerator mit Elektronenröhren solcher Art kann als ein Schwingungskreis, der aus zwei parallelen Leitern mit Kapazitäten an den Enden besteht, betrachtet werden. Die Schwingungsdauer eines solchen Systems ergibt sich aus der Gleichung (1), analog der Gleichung Abrahams, d. h.:

$$\operatorname{tg} \xi = \frac{\xi l (a_0 - a_l)}{\xi^2 a_l a_0 - l^2}, \qquad (1)$$

wo

$$a_0 = \frac{c_0}{c_1}$$

$$a_l = \frac{c_l}{c_1}$$

$$\xi = \frac{2\pi l}{\lambda}$$

und c_1 die Kapazität der Längeneinheit,
c_0 die konzentrierte Kapazität bei $x = 0$
c_l die konzentrierte Kapazität bei $x = l$
bedeuten.

Jene Werte von λ, die den Wurzeln dieser transzendentalen Gleichung entsprechen, bestimmen die Obertöne des Systems.

Der erste Einzelfall: die Röhre ist an einem Ende angebracht, das zweite Ende bleibt offen (Generator von Barkhausen und von Scheibe).

$$a_l = c_l = 0; \quad \operatorname{tg} \xi = -\frac{\xi c_0}{c_1 l}.$$

Der zweite Einzelfall: an einem Ende ist die Röhre angebracht, am anderen Ende ein Kondensator von großer Kapazität[1]) (Generator von Gill und Morell). Der Fall ist von Abraham untersucht worden.

Hier sind $a_l = c_l = \infty \cdot \xi \operatorname{tg} \xi = \frac{c_1 l}{c_0}$.

In der nachstehenden Tabelle I sind Zahlenwerte für einen Zweiröhrengenerator gegeben. In der Rubrik λ_{mess} sehen wir die Messungswerte für die Wellenlänge, in der Rubrik λ_{ber} die nach Gleichung (1) berechneten Wellenlängen. Analoge Tabellen können auch für einen Einröhrengenerator angeführt werden.

$Da = 12$ mm, $Dg = 4{,}88$ mm, $Df = 0{,}1$ mm.
Anodenlänge $= 30$ mm, Gitterlänge $= 32$ mm,
Windungszahl des Gitters $= 24$.

In der ersten Spalte dieser Tabelle ist eine Reihe berechneter Obertöne angegeben, in der zweiten sehen wir die experimentell laut der Wellenlänge erhaltenen Obertöne. Die Zahl der experimentell erhaltenen Obertöne ist bedeutend geringer, als die Zahl der berechneten. Jedoch muß in Betracht gezogen werden, daß diese Berechnung durchaus einseitig ist, da sie auf die energetischen Bedingungen für die Möglichkeit der Entstehung eines jeden einzelnen Obertons nicht eingeht.

1) Elektronenröhren derselben Art waren bei Scheibe gebaut. — Jahrb. d. drahtl. Tel. **27**, 1, 1926.
2) Großes positives Potential am Gitter und kleine positive Null oder negatives Potential an der Anode.
3) Zeitschr. f. Phys. **38**, 621, 1926.
4) Physik. Zeitschr. **21**, 1, 1920.
5) Phil. Mag. **44**, 161, 1922.

1) Abraham. Theorie der Elektrizität. Bd. I, 6. Aufl.

In der Tabelle I sind alle Wellenlängen, mit Ausnahme der mit * und Nummern bezeichneten, für $E_a = 0$ erhalten und liegen auf der Kurve der maximalen Energie $\lambda \sqrt{Eg} =$ Const; sie bilden zugleich die Schnittpunkte dieser Kurve mit den Geraden, die die Abhängigkeit der λ von Eg darstellen (Fig. 4)[1]). In der Tabelle sind mit Nummern bezeichnet solche Obertöne, die bei $E_a \neq 0$ erhalten wurden:

1. $E_a = -8\ V$
2. $E_a = -8{,}5\ V$
3. $E_a = -10\ V$
4. $E_a = -18\ V$

und mit dem Zeichen * jene, die bei Betriebsbedingungen erzeugt wurden, welche ursprünglich verschieden von den Barkhausenschen sind, und zwar:

bei $E_a = 200$—$220\ V$ und
$E_g = 10$—$20\ V$.

Auf diese Weise, durch Veränderung der Betriebsverhältnisse (d. h. Variation der Röhrenregelung), werden verschiedene Obertöne des Systems erhalten; möglicherweise könnte bei vollständigerer und gründlicherer Forschung die Tabelle I noch ergänzt werden. Der zweite Typ der neugebauten Röhren besteht aus folgendem: das Gitter und der Stift, auf dem das Gitter angebracht ist, bilden eine Schleife (*abcd*, Fig. 2). Ferner be-

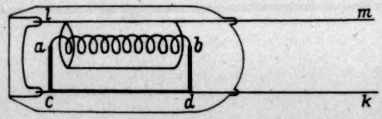

Fig. 2.

zeichnen wir diese Schleife als inneren Schwingungskreis, zum Unterschied vom äußeren (*aklm*). Diese Röhren wurden nur in Einröhrenschaltungen von Barkhausen und von Gill und Morell geprüft. Als Ergebnis wurde für jede Röhre außer den gewöhnlichen Schwingungen, einem Energiemaximum der Kurve $\lambda \sqrt{Eg} =$ Const entsprechend, eine Welle von bestimmtem Spannungsgebiet gefunden. Diese Welle wurde bei großen Werten von Eg erhalten und liegt nicht auf der Kurve $\lambda \sqrt{Eg} =$ Const. Ihre Wellenlänge steht in keinem Zusammenhang mit der Länge des äußeren Kreises; nur Spannungsänderungen veränderten ihren Wert um 1—2 Proz. Es wurden vier Röhren dieser Art gebaut mit verschiedener Windungszahl der Gitterspirale, aber mit gleichem Durchmesser von Gitter, Anode und Glühdraht. Die Messungsergebnisse sind in der Tabelle II zu sehen. In der ersten Spalte sind die vollen Längen der inneren Schwingungskreise mit auseinandergezogener Gitterspirale angebracht; in der zweiten Spalte die Wellenlängen und in der dritten die Spannungen, die der maximalen Intensität dieser Wellenlänge entsprechen. Wie aus der Tabelle II zu ersehen ist, genügen diese Wellen

Tabelle II.

Länge des inneren Kreises	λ	Eg	$\lambda \sqrt{Eg}$
28,5	24	180	321
23,5	20	230	304
21,5	19	270	311,6
16,5	15,5	386	303,8

der Gleichung $\lambda \sqrt{Eg} =$ Const ungefähr, und die Wellenlänge stimmt leidlich mit der Länge des inneren Schwingungskreises überein. Das Auftreten dieser Wellen kann man nach dem Anodenstrom beurteilen, ebenso, wie im Falle des äußeren Kreises. Im äußeren Schwingungskreise finden ebenfalls stehende Wellen statt. Sie sind jedoch nur in der Gitterantenne scharf ausgeprägt.

In allen beschriebenen Versuchen wurden die Wellenlängen in einem Lecherschen System gemessen, das über dem äußeren Schwingungskreise gespannt wurde.

Diese Ergebnisse stimmen vollkommen überein mit denen von Prof. D. A. Roschansky[1]), welcher gezeigt hat, daß jede Röhre eine Reihe von inneren Schwingungskreisen enthält, die durch Zuführungen der Leitungen zum Glühdraht, zur Anode und zum Gitter gebildet werden, und daß es durch die Wahl passender Betriebsverhältnisse möglich ist, beliebige von diesen Schwingungskreisen zu fördern (d. h. beliebige innere Schwingungskreise zu erregen).

In dem Falle, in dem der äußere Schwingungskreis mit dem inneren, wie in der Fig. 2, verbunden ist, kann man die Schwingungen in die Lecherschen Drähte leiten. Die Frage über die Art der Verbindung der Drähte mit dem inneren Kreise ist jedoch nicht näher untersucht worden.

Als Zusammenfassung ist zu wiederholen, daß bei Röhren zweiter Art, je nach den Betriebsbedingungen der Röhre, dieser oder jener der Obertöne des äußeren Schwingungskreises erzielt oder Schwingungen im inneren Kreise erzeugt werden können.

1) Zeitschr. f. Phys. 38, 621, 1926.

1) C. R. de l'ac. des sciences de U. S. S. R. 1928.

Diese Arbeit ist in der vakuumtechnischen Abteilung des Staatlichen Elektrotechnischen Prüfungsinstituts ausgeführt worden.

Dem Leiter der Abteilung, Herrn Prof. Dr. W. J. Romanoff möchte ich hier meinen Dank für manchen wertvollen Hinweis und guten Rat ausdrücken.

(Eingegangen 4. September 1928.)

Die Ungleichförmigkeit des Magnetfeldes in der Mittenebene eines Solenoids.

(Berichtigung.)

Von H. Hermann.

Die Berechnung der genannten Ungleichförmigkeit durch den Verf.[1]) enthält ein Versehen (Verwechslung der scheinbaren Länge von Stromfäden mit der scheinbaren Länge des Aufpunktlotes), welches die Rechnung unrichtig macht. Die Verbesserung der Rechnung erübrigt sich, weil eine strenge Lösung für jeden Punkt der Mittenebene des zylindrischen Solenoids aus einer Entwicklung von G. M. Minchin[2]) entnommen werden kann.

Das Innenfeld eines Solenoids kann mathematisch dargestellt werden als Überlagerung eines gleichsinnigen, engen (also ungeschwächten) Solenoidfeldes von gleicher Stromwindungszahl je Längeneinheit, auf dessen Achse der Aufpunkt liegt, mit dem Felde der gleichförmig magnetisiert gedachten Endkreise des gegebenen Solenoids, Flächendichtezahl gleich Stromwindungszahl je Längeneinheit[3]). In der Mittenebene ist der Gestaltsfaktor des letzteren, das andre abschwächenden Feldes nach Minchin (Gl. 18) für beide Kreise zusammen

$$2\Omega = 4\pi + 4KK'_\Theta - 4KE'_\Theta - 4EK'_\Theta - 4k'K\sin\Theta.$$

Die Bedeutung der Buchstaben ist (s. Fig. 1, welche einen Achsenschnitt des Solenoids darstellt):

$$k' = \cos\alpha = \frac{\varrho'}{\varrho};$$

mit der Bezeichnung $k = \sin\alpha$ ist weiter

$$K = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\varphi}}; \quad E = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2\sin^2\varphi}\, d\varphi$$

$$K'_\Theta = \int_0^{\Theta} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k'^2\sin^2\varphi}}; \quad E'_\Theta = \int_0^{\Theta} \sqrt{1 - k'^2\sin^2\varphi}\, d\varphi$$

die elliptischen Integrale, vollständig und komplementär unvollständig, der ersten und zweiten Gattung.

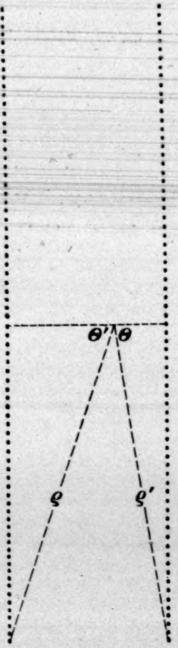

Fig. 1.

Fig. 2.

Im Mittelpunkt des ganzen Solenoids (s. Fig. 2) wird $\varrho' = \varrho$; $k = 0$; $k' = 1$; $K = E = \pi/2$; $E'_\Theta = \int_0^\Theta \sqrt{1 - \sin^2\varphi}\, d\varphi = \sin\Theta$; $2\Omega = 4\pi(1 - \sin\Theta)$; mit $\psi = \pi/2 - \Theta$ ergibt sich der bekannte Ausdruck für den Gestaltsfaktor in der Mitte eines endlichen Solenoids $G = 4\pi\cos\psi$.

Beschreibt man den Achsenschnitt des Solenoids mit Hilfe der vom Verf. früher benutzten Größe $2\,\mathrm{tg}\,\psi = v$, so wird für den Mittelpunkt $\mathrm{tg}\,\Theta = v/2$, daher der Gestaltsfaktor der Feldstärke

1) Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr. **34**, 50—51.

2) Phil. Mag. (5) **37**, 210—211 (1894). In der Def. v. A_Θ, S. 210 Abs. 2, muß es statt KK' heißen KK'_Θ wie der Vergleich mit S. 209 zeigt. Die linke Seite der ersten Gl. (17) heißt $\frac{dk}{dz}$. Dagegen ist die Bezeichnung Θ bei ϱ' und Θ' bei ϱ kein Versehen, sondern beabsichtigt.

3) Siehe z. B. Voigt, Kompendium d. theoret. Physik II, S. 250 (Leipzig 1896).

$$G = 4\pi : \sqrt{1 + \frac{v^2}{4}} = 4\pi\left(1 - \frac{v^2}{8} + \frac{3v^4}{128}\cdots\right).$$

Am Rande der Mittenebene des Solenoids dagegen ist $\Theta = \frac{\pi}{2}$; daher werden alle Integrale vollständig und da nach einem Legendreschen Satz $KE' + K'E - KK' = \pi/2$ ist, wird

$$2\,\Omega_{\text{Rand}} = 2\pi - 4k'K.$$

k' wird vom Rand $1 : \sqrt{1 + v^2}$; k wird $v : \sqrt{1 + v^2}$. Mit Hilfe der Entwickelung von K nach Potenzen von k

$$K = \frac{\pi}{2}\left(1 + \frac{k^2}{4} + \frac{9k}{64}\cdots\right)$$

erhält man

$$G_{\text{Rand}} = 2\pi\left(1 + \frac{1 + \left(\frac{v^2}{4(1+v^2)} + \frac{9v^4}{64(1+v^2)^2}\cdots\right)}{\sqrt{1 + v^2}}\right)$$

$$= \left[1 + \left(1 + \frac{v^2}{4} - \frac{v^4}{4} + \frac{9v^4}{64}\right)\left(1 - \frac{v^2}{2} + \frac{3v^4}{8}\right)\right]$$

$$= 4\pi\left(1 - \frac{v^2}{8} + \frac{17v^4}{128}\cdots\right).$$

Somit ist der Randüberschuß bis auf höhere Glieder

$$G_{\text{Rand}} - G_{\text{Mitte}} = 4\pi \cdot \frac{7}{64}v^4.$$

Soll das Feld in der Mitte sich von demjenigen einer endlosen Spule weniger als $^1/_2$ Proz. unterscheiden, so muß man etwa $v = {}^1/_6$ wählen. In diesem Fall ist $k = \sqrt{^1/_{37}} = \sin 9^0 28'$; mit diesem Argument findet man in den Legendreschen Tafeln[1]) $K = 1{,}5817$; hieraus berechnet man $G : 4\pi = 0{,}9966$ am Rande. In der Mitte ist $G : 4\pi = \cos 85^0 14' = 0{,}9965$. Der Randüberschuß beträgt also nur $^1/_{10000}$. Nach der Reihenentwicklung beträgt er $^7/_{77944}$. Es ist somit nicht notwendig, bei Konstruktionen auf ihn Rücksicht zu nehmen; die von dem wahren Drahtquerschnitt herrührende Ungleichförmigkeit überdeckt die von der endlichen Länge herrührende jedenfalls bei $v = {}^1/_6$ noch völlig.

1) Zu finden unter anderem in Jahnke-Emde, Funktionentafeln, 2. Aufl. S. 68 (Leipzig 1923).

(Eingegangen 29. August 1928.)

Erwiderung.

Von R. v. Hirsch.

Die Bemerkungen[1]), die Herr Rupp zu unserer in dieser Zeitschrift erschienenen Notiz[2]) veröffentlicht hat, veranlassen mich zu einer Klarstellung, welche ich für notwendig halte. Wenn in einem schwierigen Gebiet der experimentellen Forschung Meinungsverschiedenheiten auftreten, so kann nur eine rücksichtslose Kritik des Experiments diejenige Klarheit schaffen, welche für die Weiterarbeit den Boden sichert; Abmilderungen haben keinen Zweck. Solche Meinungsverschiedenheiten bestehen zwischen uns mehrfach; um ihre Natur klarzustellen, bespreche ich im folgenden den bereits unter Punkt 3 der früheren Mitteilung[1]) erwähnten Fall.

Es handelt sich dort um die Untersuchung des Einflusses eines elektrischen Feldes auf die Polarisation des abklingenden H-Kanalstrahls. Die einschlägige Arbeit des Herrn Rupp[3]) beruht auf der Ausmessung von Streifenverschiebungen eines Babinet-Kompensators, welche dort in Tafel XV abgebildet sind. Wie Herr Rupp jetzt in einer Anmerkung seiner Bemerkungen zugibt, sind diese Bilder „durch Kopieren des Originals auf Filmstreifen, Übereinanderlegen der Filmstreifen und Wiederkopieren durch sie hindurch" hergestellt; außerdem sind die auf den so verstärkten Bildern sichtbaren Streifenverschiebungen wesentlich durch Bewegungen der Nullpunktsmarke des Babinet bedingt, die viel größer sind als der Effekt selbst. Das Tafelbild kann also als Beleg für denselben nicht gelten, ist aber ausdrücklich als solches angeführt. Dies ist um so bedenklicher, als eben dieses Bild der einzige Teil der Veröffentlichung ist, der die direkt gemessene Größe, die Streifenverschiebung, noch enthält. Die im Text angeführten Kurven gebenPolarisationswerte, die aus jenen Streifenverschiebungen durch eine nichts weniger als selbstverständliche Umrechnung erhalten sind. Erst eingehendes Studium und wiederholte Rückfragen haben mir die Erkenntnis vermittelt, daß es sich bei den eigentlichen Messungen um Verschiebungen von Hundertstel eines Streifenabstandes handelt, denen die viel größere „parallaktische" Nullpunktswanderung überlagert ist. Dieser minimale Effekt mußte an den Kopien mittels Komparator ausgemessen werden, da die verwaschenen Streifen, die der Babinet mit dem zu höchstens 20 Proz. polarisierten Licht gab, dafür offenbar direkt nicht zu verwenden waren. Eine solche Messung ist, wenn überhaupt möglich, im höchsten Maße unsicher. Hätte Herr Rupp sich entschlossen, wie wir es ihm nahelegten, die direkten Versuchsergebnisse (Streifenverschiebungen) zu veröffentlichen, so wäre dabei auch klar geworden, daß die periodische Schwankung im ganzen in einem Bereich von $^1/_{10}$ Streifenverschiebung liegt, also nur ein ganz kleines Phasenintervall des heran-

1) E. Rupp, Physik. Zeitschr. **29**, 624, 1928.

2) R. v. Hirsch u. R. Döpel, Physik. Zeitschr. **29**, 394, 1928.

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. **85**, 515, 1928.

gezogenen unharmonischen Oszillators umfaßt; was einem großen Teil der theoretischen Folgerungen den Boden entzieht. Vor allem aber: Wenn eine Beobachtung, die bestenfalls an der äußersten Grenze des Meßbaren liegt, ohne Angabe der eigentlich gemessenen Größe nur in umkopierter und umgerechneter Form ohne jede Fehlerkritik mitgeteilt wird, so daß jeder Maßstab für die Genauigkeit und Sicherheit des Resultats fehlt, so widerspricht dies Verfahren den bewährten Grundsätzen der experimentellen Physik.

Es ist nicht meine Absicht, diese Polemik fortzusetzen oder auf die anderen strittigen Punkte auszudehnen, z. B. auf die in den „Bemerkungen" neuerdings publizierten Polarisationswerte des abklingenden Kanalstrahls; ich kann aber nicht verschweigen, daß mir auch diese im Licht seither angestellten Versuche widerspruchsvoller und unverständlicher denn je erscheinen.

Bemerkung zu E. Rupp: Zur Polarisation des Kanalstrahllichtes in schwachen elektrischen Feldern.

Von W. Hanle.

Der Verfasser beschreibt in dieser Arbeit (E. Rupp, Annalen, Bd. **85**, 515, 1928) eine von ihm erhaltene Phasenverschiebung bei der elektrischen Beeinflussung des Kanalstrahlleuchtens. Eine Notiz von R. von Hirsch u. R. Döpel (Physik. Zeitschr. **29**, 394, 1928) und eine Erwiderung von E. Rupp (Physik. Zeitschr. **29**, 625, 1928) veranlassen mich zu folgender Bemerkung.

Herr Rupp bezieht sich in der Deutung seiner Beobachtungen auf die von mir früher angestellten gleichartigen Versuche bei der Resonanzfluoreszenz von Quecksilber (Zeitschr. f. Phys. **35**, 346, 1926). Hierbei wurde festgestellt, daß die durch polarisierte Einstrahlung angeregte Schwingung eines Oszillators durch ein parallel zur Schwingungsrichtung angelegtes elektrisches Feld überhaupt nicht und durch ein Feld senkrecht dazu nur sehr unwesentlich beeinflußt wird. Hingegen beschreibt der Oszillator in einem elektrischen Feld, das schief (speziell in 45^0) zu seiner ursprünglichen Schwingungsrichtung angelegt wird, eine komplizierte Bewegung, die sich in einer Elliptizität verbunden mit einer teilweisen Depolarisation des von ihm ausgesandten Lichtes äußert. Theoretisch ist dies ohne weiteres zu verstehen, wenn man von der Vorstellung eines anharmonischen Oszillators ausgeht. Ein schiefstehendes elektrisches Feld verursacht eine zeitlich sich ändernde Phasenverschiebung der Komponenten des anharmonischen Oszillators parallel und senkrecht zur Feldrichtung, was vollständig den Beobachtungen entspricht (Elliptizitätseffekt. Siehe Hanle a. a. O. S. 350).

Im Kanalstrahlrohr ist das von den Atomen ausgestrahlte Licht parallel zum Kanalstrahl polarisiert, was schon aus Symmetriegründen folgt. Die den leuchtenden Atomen zuzuordnenden Oszillatoren stehen also parallel bzw. senkrecht zum Strahl. Herr Rupp hat ein elektrisches Feld senkrecht zum Kanalstrahl benutzt und dabei eine Phasenverschiebung erhalten, wie sie bei den entsprechenden Fluoreszenzbeobachtungen nur bei schiefstehendem Feld eintritt. Worauf diese Beobachtung von Herrn Rupp zurückzuführen ist, ist nicht klar, jedenfalls ist sie mit dem Verhalten weder eines anharmonischen Oszillators noch irgendeines andern Modells im elektrischen Feld zu vereinen.

Nachschrift.

Von E. Rupp.

Mein Versuchsmaterial zur Polarisation des Kanalstrahllichtes in schwachen elektrischen Feldern ist in der in den „Bemerkungen" angezeigten, in den „Annalen der Physik" erscheinenden Veröffentlichung niedergelegt.

BESPRECHUNGEN.

P. Pringsheim, Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie. 3. Aufl. 8⁰. VI u. 357 S. Mit 87 Abb. Berlin, J. Springer. 1928. Brosch. RM. 24.—, geb. RM. 25.20.

Mit seiner 3. Auflage hat das bekannte Buch ein neues Gewand angelegt, wie es durch die eingehendere Behandlung theoretischer Gesichtspunkte und angesichts der Fülle neuen experimentellen Materials erforderlich wurde. Aufgenommen in die Sammlung „Struktur der Materie", bereichert und ergänzt es diese vortreffliche Bücherreihe außerordentlich. Ich verweise nur auf die Theorie der Resonanzspektra und auf das Kapitel „Störungen der Resonanzstrahlung" durch Zusammenstöße, zwei Gebiete, die innerhalb der Sammlung unter anderen Gesichtspunkten bereits behandelt sind. Die Anzahl neuer Untersuchungen auf dem Gebiet der Phosphoreszenz und Fluoreszenz ist erstaunlich, zählt

doch das sehr ausführliche Literaturverzeichnis am Schluß des Buches in der kurzen Zeit von 1922 bis 1. 8. 1927 fast 300 Abhandlungen auf, darunter grundlegend wichtige für die Erkenntnis des Atombaues. Die kritische Sichtung und zusammenfassende Bearbeitung so vieler einzelnen Untersuchungen hat eine wesentliche Erweiterung des Buches notwendig gemacht. Die Art, wie der Verfasser diese Aufgabe gelöst hat, im Gleichgewicht zwischen experimentellen Einzeltatsachen und theoretischem Überblick, muß als glänzend gelungen hervorgehoben werden.

Als wesentlich Neues seien erwähnt: Im Kapitel Resonanzstrahlung die Fluoreszenz und Absorbierbarkeit der Thalliumlinien; im Kapitel „Fluoreszenz und Resonanzspektra von zweiatomigen Molekülen" die Erweiterung unserer Kenntnisse über Absorption und Emissionsbanden des Jods, ferner über Fluoreszenzerregung unter gleichzeitiger Dissoziation und Ionisation. Ein ganz umgearbeitetes Kapitel behandelt die Leuchtdauer und Polarisation der Fluoreszenzstrahlung von Gasen und den Einfluß elektrischer und magnetischer Felder. Die wichtige Erkenntnis der metastabilen Zustände wird im Kapitel „Störung der Resonanzstrahlung durch Zusammenstöße sehr erweitert behandelt, ebenso die Wirkung benachbarter Moleküle auf den Polarisationszustand der Resonanzstrahlung. Das Kapitel Fluoreszenz und Phosphoreszenz flüssiger und fester Substanzen sucht allgemeine Gesetzmäßigkeiten herauszuschälen, wobei den Erscheinungen des lichtelektrischen Effektes eine wichtige Rolle zugeordnet werden muß. Die Hauptgruppen der fluoreszierenden und phosphoreszierenden Substanzen werden in gesonderten Kapiteln dargestellt. So steht an der Spitze der Fluoreszenz und Phosphoreszenz organischer Verbindungen das Benzol, dem sich die Spektren einfacher Benzolderivate und der Farbstofflösungen anschließen. Relativ die wenigste Änderung hat das Kapitel Lumineszenz komplexer anorganischer Moleküle erfahren, während das letzte Kapitel: Durch Fremdatome aktivierte anorganische Phosphore mit einer ganzen Reihe neuer experimenteller Untersuchungen erweitert wurde, die allerdings mehr Einzelheiten betreffen und deren theoretische Zusammenfassung zum Teil noch aussteht.

Als Lenard vor etwa 30 Jahren die Untersuchung der Phosphore großzügig in Angriff nahm, stand er nahezu vereinzelt da; heute ist die Zahl der Forscher auf dem Gebiet der Fluoreszenz und Phosphoreszenz außerordentlich angewachsen und doch ist die Fülle der Tatsachen noch lange nicht erschöpft. Gerade die letzte Zeit hat uns gezeigt, wo wichtige Schätze zu neuer Erkenntnis verborgen liegen. Ich erwähne nur die von Pohl und seinen Schülern so fruchtbar in Angriff genommenen Untersuchungen über die Alkalihalogenidphosphore und die von Raman entdeckte Erscheinung des Auftretens der ultraroten Schwebungsfrequenzen zur eingestrahlten Linie. So kann ich nur den Wunsch wiederholen, den Gudden bei der letzten Auflage des Buches ausgesprochen hat: „Möge bald eine neue Auflage notwendig werden." E. Rupp.

Handbuch der anorganischen Chemie, herausgegeben von R. Abegg, Fr. Auerbach u. I. Koppel. Vierter Band, dritte Abteilung, erster Teil. Die Edelgase von Dr. E. Rabinowitsch. XII und 522 Seiten. Mit 50 Figuren und 232 Tabellen im Text. Leipzig, Verlag von S. Hirzel. 1928. Brosch. RM. 45.—, geb. RM. 48.—.

Dieser neue Band des großen Werkes ist, wie schon im Vorwort betont wird, durch die Eigenschaften der darin besprochenen Elemente weit mehr auf eine physikalische Behandlung angewiesen als es sonst in Büchern chemischen Inhalts der Fall ist, aus dem einfachen Grunde, weil „chemische" Eigenschaften im gewöhnlichen Sinne den Edelgasen fast ganz fehlen. Der Autor ist dadurch in eine nicht ganz leichte Zwangslage gebracht: er muß ein in der Hauptsache physikalisches Buch schreiben, das in der Hauptsache für Chemiker bestimmt ist, und in dem er infolgedessen vieles nicht als bekannt voraussetzen darf, was einesteils für das Verständnis unentbehrlich ist und andernteils doch eigentlich nicht in dieses Buch hineingehört, sondern eher wohl einen Einleitungsband für das ganze Handbuch bilden sollte. Ein Beispiel möge dies erläutern: die Analyse der Edelgasspektra hat sicher mehr zum Verständnis vom Aufbau ihrer Atome beigetragen als irgendwelche anderen Untersuchungen. Um das zu zeigen, muß die ganze Bohrsche Theorie von der Aufstellung der Frequenzbedingung bis zur Deutung komplizierter Multiplettsysteme wenigstens in den Hauptprinzipien dargestellt werden. Das würde natürlich mit genau demselben Recht in den Bänden des Handbuchs geschehen, deren Inhalt die Alkalimetalle oder die Eisengruppe bilden: auch dort geben die Spektra Aufschluß über die Natur des Atomaufbaus, nur stehen eben dort so viele eigentlich „chemische" Dinge für den Chemiker mehr im Vordergrund, daß daneben diese physikalischen Fragen vernachlässigt werden, während es hier bei den Edelgasen gerade umgekehrt liegt. Der Verfasser hat sich aus dieser schwierigen Lage mit großem Geschick gezogen, seine Darstellung solcher eigentlich die Voraussetzung und nicht den Inhalt des Buches bildenden Gegenstände ist sehr knapp, anschaulich, mit einem absoluten Minimum von Mathematik belastet und dabei im wesentlichen doch korrekt.

Was die Einteilung der Stoffe betrifft, so wurde, um mich der einleitenden Worte des Verfassers zu bedienen, versucht, die physikalischen Eigenschaften nach dem Mechanismus ihrer Entstehung zu gruppieren, statt sie in sonst üblicher Weise in mechanische, optische, elektrische usw. einzuordnen. Im ersten Hauptteil (S. 3—161) werden Vorkommen, Darstellung, Nachweis und Anwendung der Edelgase besprochen, es folgen im zweiten Abschnitt (S. 162—191) die Kerneigenschaften: Isotopie, Kernbau, Kernumwandlung. Als atomare Eigenschaften sind im dritten Teil (S. 192—337) die Erscheinungen zusammengefaßt, die zum Aufbau der „äußeren Elektronenhülle" des Atoms in Beziehung stehen: a) Spektrallinien und Anregungsspannungen; b) Valenzbetätigung, Stellung im periodischen System usw.; c) Verhalten im elektrischen und magnetischen Feld, elektrische Entladungen. Alle Erscheinungen, zu deren Verständnis das „strukturlose" Atommodell der kinetischen Theorie im wesentlichen ausreicht, bilden den Inhalt des vierten Hauptteils: a) Gasdichte und Effusion; b) innere Reibung, Diffusion, Wärmeleitung; c) Zustandseigenschaften, Phasengleichgewichte, Löslichkeit und Adsorption. Ein 1468 Nummern umfassendes Literaturverzeichnis (S. 461—514) sowie ein Sachregister vervollständigen den Band.

Das Verständnis des Textes wird an vielen Stellen durch in einfacher Strichzeichnung ausgeführte Diagramme erleichtert, vor allem aber bilden die

äußerst zahlreichen tabellarischen Zusammenstellungen von Zahlenwerten eine sehr wertvolle Bereicherung des auch sonst in technischer Hinsicht gut ausgestatteten Buches: mit ihrer Hilfe wird wohl jede quantitativ untersuchte Eigenschaft der Edelgase — handle es sich um „klassische" Daten wie die Molekularrefraktion und die innere Reibung, oder um atomtheoretische wie die Besetzungszahlen der Elektronenschalen oder die Absorptionsniveaus im angeregten Atom — dem Nachschlagenden aufs bequemste zugänglich gemacht. P. Pringsheim.

P. Lenard, Ferd. Schmidt u. R. Tomaschek, Phosphoreszenz und Fluoreszenz. I. Teil (Handbuch der Experimentalphysik XXIII, 1.) 8⁰. 741 S. Mit 162 Abb. Leipzig, Akad. Verlagsges. m. b. H. 1928. M. 69.—, geb. RM. 71.—.

Das Gebiet der Phosphoreszenz ist wie kein zweites mit Lenards Namen verknüpft und so wird man sich besonders freuen, daß er es unternommen hat zusammen mit zwei bewährten Mitarbeitern die vielen Untersuchungen hierüber zusammenzustellen und einheitlich zu ordnen unter den von ihm entwickelten theoretischen Gesichtspunkten. Man wird hierfür um so dankbarer sein, als eine ganze Anzahl der grundlegenden Untersuchungen in den nicht überall zugänglichen Berichten der Heidelberger Akademie niedergelegt sind. Auch enthält das Buch eine ganze Reihe bisher unveröffentlichter Einzelheiten, so das Absorptionsspektrum von *ZnSMn* und die besonders schöne Aufnahme eines phosphoreszierenden Gipskristalls, im eigenen Phosphoreszenzlicht photographiert.

Die an phosphoreszierenden Körpern, den Phosphoren, auftretenden Erscheinungen sind so mannigfaltig, daß die zuerst beobachtete Wirkung des Nachleuchtens nach vorheriger Lichtbestrahlung zu einem engen Teilgebiet des Ganzen geworden ist. Die Primärvorgänge der Lichtabsorption und des lichtelektrischen Effektes (inneren und äußeren) stehen heute im Vordergrund zu weiterem Eindringen; ja es wird gut sein, wenn man Beobachtungen der Lichtemission zurückstellt und den Aufbau der Phosphore von kristallographischen Gesichtspunkten aus neu durchstudiert.

Den vorliegenden ersten Teilband leitet eine lesenswerte historische Übersicht ein. Kapitel II, Allgemeines über Erdalkaliphosphore, enthält im wesentlichen einen Bericht über die grundlegende Untersuchung von Lenard und Klatt, die Methoden zur Bereitung der Phosphore, zur Untersuchung ihrer Emission und ihrer Erregungsverteilung und die damit gewonnenen Ergebnisse: An- und Abklingen der Emission, Temperaturlage der Emissionsbanden, spektrale Erregungsverteilung, Dauer-, Momentan- und Ultravioletterregung. Hier werden auch die Grundlagen der Lenardschen Zentrenvorstellung entwickelt, die in einem besonderen Kapitel des 2. Teilbandes weiter ausgebaut werden sollen. Mit Recht ist diese Übersicht über die Erdalkaliphosphore an die Spitze des ganzen Werkes gestellt, wurden doch an diesen Phosphoren fast alle Gesetzmäßigkeiten zuerst gefunden. Der wichtige Begriff der Lichtsumme und dessen erste fruchtbare Anwendung bei Messung der Abklingung werden im III. Kapitel eingeführt. Die Abklingungsmessungen geben hierbei Aufschluß über die Verteilung der Dauerzentren im Phosphor. Das theoretische Verständnis des Erregungsvorgangs wurde durch Untersuchung der lichtelektrischen Wirkung gewonnen (Kapitel IV). Hier treten zu den spektroskopischen Untersuchungsmethoden elektrische Methoden, die zu dem wichtigen Ergebnis führten, daß das Phosphoreszenzzentrum bei der Erregung ein Elektron nach außen abgibt. An Untersuchungen des lichtelektrischen Oberflächeneffektes schließen sich an: Aktinodielektrische Wirkung, Leitfähigkeitserregung bei Hitzeaustreiben, durch Kathodenstrahlen und durch Röntgenstrahlen und schließlich Einfluß elektrischer und magnetischer Felder auf das Leuchten. Das V. Kapitel faßt die Kenntnisse über die Dauererregungsverteilung der Phosphore zusammen. Im VI. Kapitel finden wir eine äußerst ausführliche Beschreibung der Herstellung und der Leuchteigenschaften aller bekannt gewordener phosphoreszierender Stoffe, gegliedert in Fremdstoffphosphore, Reinstoffphosphore und organische Phosphore. Daran schließen sich allgemeine Ergebnisse an Schmalbanden- und Linienphosphoren (Kapitel VII). Die Zerstörung der Leuchtfähigkeit durch Druck und durch Licht, Erscheinungen, die sich mit photochemischen Problemen berühren, werden im VIII. Kapitel abgehandelt. Die bisherigen Versuche zur absoluten Messung der Energieaufspeicherung für je ein Phosphorzentrum sind in Kapitel IX zusammengestellt. Schließlich enthält Kapitel X die bisherigen indirekten Messungen über Lichtabsorption und die aus Lichtsummen erschlossenen Energieverhältnis- und Ausbeutemessungen an Erdalkaliphosphoren. Damit schließt der I. Teilband.

Die Fülle an Versuchsmethoden und Versuchsergebnissen ist so groß, daß kaum auf Einzelheiten eingegangen werden kann. Der vorliegende Band, ein Handbuch der Phosphoreszenz innerhalb des Handbuchs der Experimentalphysik, ist nicht nach Art mancher Handbuchartikel abgefaßt nur typische Fälle zu bringen, die den Fremdling auf dem Gebiet über das ihn interessierende möglichst schnell orientieren. Vielmehr wird eine erschöpfende Darstellung des gesamten Stoffes geboten.

Der Verlag hat den Band sehr gut ausgestattet.

E. Rupp.

W. Bronkhorst, Kontrast und Schärfe im Röntgenbilde. Aus dem Niederländischen übertragen von H. Lossen. (Fortschr. a. d. Geb. der Röntgenstrahlen, Ergänzungsbd. 39.) Fol. 104 S. Mit 48 Fig. im Text, 4 Bildtafeln und 30 Kurventafeln. Leipzig, Georg Thieme. 1927. RM. 15.—, geb. RM. 16.50.

Die Röntgendiagnostik ist bisher noch im wesentlichen ein Gebiet der reinen Empirie, die Güte einer Aufnahme ist Sache persönlicher Übung und Erfahrung und eine gegenseitige Verständigung bei widerstreitenden Meinungen aus diesen Gründen vielfach nicht leicht. Die vorliegende Schrift behandelt experimentelle Untersuchungen, die der Verf. unter einfach gewählten und leicht zu übersehenden Versuchsbedingungen ausgeführt hat. Gestützt auf diese und unter Heranziehung sonstiger Kenntnisse versucht er, ein möglichst vollständiges Bild zu geben von allen den Umständen, durch welche die Qualität einer Aufnahme bedingt bzw. beeinflußbar ist.

Ein erster Teil behandelt die Frage der Kontraste im Bilde (Schattenunterschiede, physikalisch definiert als Differenzen der Schwärzungen), untersucht durch Aufnahmen einer Aluminiumtreppe in

einem geeigneten Wasserphantom und zwar in Abhängigkeit von der Belichtungsdauer (Grundschwärzung), Strahlenhärte, Streustrahleneinwirkung, bei Gebrauch und Nichtgebrauch von Verstärkungsschirmen. Die Ergebnisse sind in zahlreichen Kurven zusammengefaßt, deren Diskussion lehrt, daß durch geeignete Wahl der Betriebsbedingungen die Kontrastqualität weitgehend beeinflußt und also den jeweiligen Umständen von vornherein bewußt angepaßt werden kann. Der zweite Teil behandelt das Problem der Bildschärfe. Zunächst allgemein die Faktoren, durch die sie bedingt ist; sodann in systematischen Untersuchungen Brennfleckformen zahlreicher Röhrentypen und ihren Einfluß auf die Bildschärfe, schließlich den Einfluß von Härte, Streustrahlung und Verstärkungschirm. Letzterer ist für gute Kontrastwirkung sehr vorteilhaft und bei richtiger Anwendung nicht nachteilig für die Schärfe.

Die Abhandlung ist ganz im Hinblick auf die medizinische Diagnostik geschrieben; vom Standpunkt des Physikers erscheint die Darstellung mitunter ein wenig breit und umständlich. Das mindert jedoch nicht den Wert der hier niedergelegten experimentellen Ergebnisse, die in ihren Einzelheiten auch auf anderen Gebieten der Röntgendurchleuchtung von mancherlei Nutzen sein werden.

H. Kulenkampff.

K. Requa, Beitrag zur Beurteilung vom Temperaturfeld und Wärmespannungen in mechanisch abgebremsten Scheiben. (Forschungsarbeiten auf dem Gebiet des Ingenieurwesens Heft 301.) Din A4. IV und 13 S. Mit 1 Abb. und 14 Zahlentafeln. Berlin, VDI-Verlag. 1928. RM. 2.50.

Das Heft behandelt die theoretische Lösung des Problems der Temperaturspannungen in mechanisch abgebremsten Scheiben. Dies ist nur möglich durch Verbindung folgender drei Einzelprobleme: 1. dynamische Aufgabe: Festlegung der in der Zeiteinheit durch Bremsen in Reibungsarbeit umgewandelten kinetischen Energie als Funktion der Zeit; 2. wärmetechnisches Problem: Berechnung des dieser Funktion entsprechenden Temperaturfeldes; 3. Festigkeitsfrage: Ermittlung des einer bestimmten Temperaturverteilung entsprechenden Spannungsfeldes.

Für die gesuchten Größen wurden einfache partielle Differentialgleichungen aufgestellt, die alsdann zur Erleichterung der Auswertung in totale Differentialgleichungen umgewandelt wurden. Durch die Anwendung der Differenzenrechnung ergab sich dann ein Weg zum Auffinden von Näherungslösungen.

An einem Rechnungsbeispiel ist die Durchführbarkeit und Zuverlässigkeit der entwickelten Methode für Fälle der Praxis bestätigt. Dabei zeigt sich, daß bei großen, mechanisch abgebremsten Energien erhebliche Wärmespannungen auftreten.

Das Heft ist ein wertvoller Beitrag in der Reihe der Forschungsarbeiten des Vereins Deutscher Ingenieure.

Reiher.

E. Becker u. O. Föppl, Dauerversuche zur Bestimmung der Festigkeitseigenschaften, Beziehungen zwischen Baustoffdämpfung und Verformungsgeschwindigkeit. (Forschungsarbeiten a. d. Gebiete d. Ingenieurwesens Heft 304.), 4°. IV und 28 S. Mit 39 Abbildungen und 12 Zahlentafeln. Berlin, VDI-Verlag. 1928. Broch. RM. 4,50 (für VDI-Mitglieder RM. 4.—).

Bereits unterhalb der Elastizitäts- und der Proportionalitätsgrenze treten kleine bleibende Verformungen auf, deren Abhängigkeit von der Spannung durch den statischen Zerreißversuch nicht erfaßt werden kann. Hierfür sind nur Dauerwechselbeanspruchungen geeignet, da bei diesen die Verformungen leichter meßbar sind als bei Dauer-Zug-Druckversuchen. Das gilt auch für statische Versuche zur Bestimmung der kleinen bleibenden Dehnungen. Diese stehen in enger Beziehung zur Schwingungsfestigkeit, der Grenze der Beanspruchung, die bei beliebig häufigem Wechsel ohne Bruch ertragen wird. Ihr entspricht eine Schwingungsverformung; die Beziehung zwischen beiden ergibt sich auf statischem Wege. Jene beiden Grenzwerte sind in früheren Arbeiten bestimmt.

Hier wird zunächst der Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit mittels Biegungsschwingungen an Stäben aus Duralumin untersucht. Die Bruchstelle hängt sehr von Zufälligkeiten und der Art der Verletzung ab. Bei absichtlichen Beschädigungen setzt der Bruch an einer kleinen Stelle derselben ein und verläuft senkrecht zur Stabachse. Weiterhin wird das Verhältnis der Biegungs- zur Schubschwingungsfestigkeit im Mittel für Eisen zu 1,6—1,7, für veredeltes Duralumin zu 1,75 festgestellt.

Im zweiten Teil der Arbeit wird die Abhängigkeit der Baustoffdämpfung von der Verformungsgeschwindigkeit für Drehzahlen von 0—260 Min. in der bereits früher von Busemann (Diss. Braunschweig 1924) beschriebenen Drehschwingungsmaschine bzw. durch statische Messungen (Hysteresisschleife) bestimmt. Dabei wurde die Dämpfung bei verschiedenen Beanspruchungen aus der thermoelektrisch gemessenen Temperaturerhöhung des Probestabs bei Dauer- und Anlaufversuchen und aus der eingeleiteten Arbeit berechnet. Die Beziehung zwischen Randverformung, Randschubspannung und Schwingungsausschlag des verdrehten Stabes wurde durch statische Eichung ermittelt. Die Untersuchungen an einem Eisen- und einem Kupferstab ergaben, daß bei gleicher Verformung die Dämpfung völlig unabhängig von der Verformungsgeschwindigkeit ist. Aus den sonst bekannten Versuchen folgt, daß dies auch für wesentlich höhere Drehzahlen gilt.

Daraus folgt, daß man die Versuchsdauer durch Verwendung möglichst hoher Wechselzahlen in der Zeiteinheit wesentlich verkürzen, und daß man die Baustoffdämpfung auch aus statischen Versuchen bestimmen kann.

Berndt.

N. Semenoff u. A. Walther, Die physikalischen Grundlagen der elektrischen Festigkeitslehre. 8°. 168 S. Mit 116 Textfig. Berlin, J. Springer 1928. Geb. RM. 16.50.

Während der elektrische Durchbruch durch Gase bereits seit ungefähr 20 Jahren, nämlich seit dem Erscheinen der ersten grundlegenden Arbeiten von Townsend, Gegenstand zahlreicher experimenteller und theoretischer Untersuchungen gewesen ist, hat ein systematisches und intensives Studium der analogen Vorgänge in festen Isolierstoffen erst seit wenigen Jahren, nämlich eigentlich erst seit dem

Erscheinen der hier grundlegenden Arbeit von K. W. Wagner im Jahre 1922, eingesetzt. Obgleich nun die Aufklärung des Durchbruchsmechanismus nicht nur für die Bedürfnisse der Elektrotechnik von größter Bedeutung ist, sondern auch rein physikalisch eine Menge höchst reizvoller und interessanter Probleme bietet, waren es in Deutschland doch mit vereinzelten Ausnahmen Elektrotechniker — an erster Stelle sei hier Rogowski genannt — die sich damit ernstlich beschäftigt und die Pionierarbeit geleistet haben. Russischen Physikern gebührt das Verdienst, eben auch als Physiker an diesen Fragen Interesse gefunden und in zielbewußter Arbeit die experimentellen Methoden, die Beibringung eines umfangreichen Beobachtungsmaterials und den Ausbau der Theorie wesentlich gefördert zu haben. Es ist deshalb zu begrüßen, daß nun zwei dieser verdienten Forscher das bisher in wenig übersichtlicher Weise zerstreute Material zusammenfassend dargestellt haben und daß diese Darstellung in schöner Ausstattung den deutschen Physikern und Technikern zugänglich gemacht worden ist.

Der Titel des Buches ist allerdings etwas zu allgemein gewählt und läßt deshalb vielleicht mehr erwarten, als erfüllt wird. Denn wenn auch eine erneute Darstellung der Durchbruchsvorgänge in Gasen hier nicht notwendig war, so beschäftigen sich die Verfasser abgesehen von dem Inhalt der beiden mehr einleitenden Abschnitte über „Die experimentellen Methoden zur Erforschung von elektrischen Feldern" und über „Das Vakuum als Isolator" in dem dritten Hauptabschnitt doch ausschließlich mit den Durchbruchsvorgängen in festen Isolatoren. Der erste Abschnitt gibt eine Übersicht über die Erforschung der Feldstruktur mit vielen sehr instruktiven Beispielen, der zweite Abschnitt neben einer ganz kurzen Darstellung der Townsendschen Theorie eine hier zum ersten Male versuchte zusammenfassende Behandlung der autoelektrischen Elektronenströme im Hochvakuum. Es fehlt also eine Behandlung der eben so wichtigen und interessanten Durchbruchsvorgänge in flüssigen Isolatoren. Diese Beschränkung ist wohl bedingt dadurch, daß gerade die Untersuchung fester Isolatoren seit langem in dem Physikalisch-Technischen Laboratorium Joffés — aus dem das Buch hervorgegangen ist — betrieben wurde; vielleicht auch haben die Verfasser für eine eingehendere zusammenfassende Darstellung der Entladungen durch Flüssigkeiten die Zeit noch nicht für gekommen gehalten. Immerhin wäre aber auch hier, trotzdem leitende theoretische Gesichtspunkte zur Zeit noch fast fehlen, schon mancherlei zu sagen gewesen; erinnert sei etwa an die vielen Arbeiten des Schumannschen Instituts oder an die theoretischen Ansätze von Gyemant.

Im einzelnen werden in dem bereits genannten und vor allem interessierenden dritten Hauptabschnitt zunächst die Stromleitung in festen Isolatoren, dann im allgemeinen die Vorgänge, die dem eigentlichen Durchschlag zugrunde liegen, die Wärmetheorie des Durchschlags, die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen im elektrischen Gebiet und endlich die Theorien des Durchschlags eingehend behandelt. Die Anordnung des Stoffes ist für einen Leser, der nicht bereits einen gewissen Überblick besitzt, jedoch nicht sehr übersichtlich; so z. B. werden die Theorien an drei verschiedenen Stellen behandelt. Auch in manchen Fragen von grundsätzlicher Bedeutung wäre eine etwas ausführlichere Diskussion erwünscht gewesen. So etwa scheint mir eines der Hauptprobleme, nämlich die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Feldstärke nicht bis zu der auch heute schon erreichbaren Klarheit durchgeführt zu sein oder etwa eine Besprechung der in Aachen erzielten Erfolge in der Untersuchung des zeitlichen Ablaufs eines Durchbruchs mit Hilfe des Kathodenoszillographen zu Unrecht zu fehlen. Trotzdem wird man mit Genuß und Gewinn der in der Hauptsache recht vollständigen und guten Darstellung des großen und hier zum ersten Male zusammenfassend von allgemeinen physikalischen Gesichtspunkten aus betrachteten Materials folgen. Ein Literaturverzeichnis und einige im Text benötigte Tabellen zur allgemeinen Formulierung der Wärmetheorie nach Fock beschließen das Buch.

R. Seeliger.

W. Koch, Über die Wärmeabgabe geheizter Rohre bei verschiedener Neigung der Rohrachse. (Beihefte zum Gesundheits-Ingenieur, Reihe 1, Heft 22.) 4^0. 29 S. Mit 51 Abb. München und Berlin, R. Oldenbourg. 1927. RM. 4.80.

Das Heft enthält die Ergebnisse von Versuchen, die der Verf. im Laboratorium für technische Physik der technischen Hochschule München durchführte. Unter Anwendung des Ähnlichkeitsprinzipes wurden die Beziehungen für den Vorgang der Wärmeleitung und Konvektion entwickelt. Durch Versuche an erhitzten Rohren (von 0,014 bis 0,100 m Durchm.) in einem mit Luft erfüllten Raume wurden diese Zusammenhänge bestätigt, und zwar bei wagerechter, senkrechter und dazwischenliegender Stellung der Rohrachse.

Theorie und Versuch führten zu Gleichungen über die Abhängigkeit der Wärmeabgabe von folgenden Einflußgrößen: Rohrdurchmesser, Neigung des Rohres, Oberflächentemperatur, Temperatur, Druck, Zähigkeit und Temperaturleitfähigkeit des umgebenden Mediums. In einer großen Reihe von Diagrammen werden die Ergebnisse anschaulich dargestellt und mit den Versuchen älterer Forscher verglichen.

Besondere Beachtung verdient die klare theoretische Entwickelung, die für ähnliche Versuche viele Anregungen und Unterstützung geben kann. Durch die Aufnahme dieses neuen Heftes auf dem Gebiete der Wärmetechnik hat die Reihe der Beihefte zum Gesundheits-Ingenieur eine wertvolle Bereicherung erfahren.

Reiher.

A. Semiller †, Unterstufe der Physik. XVII u. 256 S. Mit 307 Abb. Berlin, Weidmannsche Buchh. 1928. Geb. RM. 4.80.

Das vorliegende, nach den neuen preußischen Richtlinien bearbeitete Buch tritt an Stelle zweier Unterrichtswerke von Börner und bildet den ersten Teil des „Lehrbuchs der Physik" von Börner-Semiller. Das Auffälligste an diesem Band ist seine erstaunliche Reichhaltigkeit. Dies erklärt sich aus der Absicht des Verfassers, eine einheitliche Fassung für alle Schulgattungen zu geben, aus der je nach Bedürfnis ausgewählt werden kann. Außerdem soll das Buch auch dem Privatstudium der Schüler dienen. Besondere Berücksichtigung finden die technischen Anwendungen, von denen elektrische Schwingungen und Wellen — das engere Arbeitsgebiet des früh verstorbenen Verfassers — sowie der sehr ausführliche Abschnitt „Luftfahrzeuge" besonders zu erwähnen sind. An den Schluß jedes größeren Kapitels sind Energiebetrachtungen gestellt.

Das Buch wird seiner interessanten Darstellung wegen sich viele Freunde erwerben können. Doch kann ihm der Vorwurf einer teilweise etwas flüchtigen Abfassung nicht erspart werden: So muß die Definition der „Masse" (S. 11), der Ausdruck „vergrößerte Elastizität" (S. 15), die Geschwindigkeitsmessung (S. 31, Abb. 40; Stoßverluste!), die Fig. 202 (bifilare Aufhängung?!) u. a. m. als fragwürdig gelten. Eine eingehende Behandlung des Mikrophons wäre wichtiger als die des Telephons als Geber. — Auf alle Fälle aber kann das Buch als reiche Fundgrube für lehrreiche Versuche dienen. E. Nies.

Tagesereignisse.

Haus der Technik in Essen. Das Haus der Technik veranstaltet während des Wintersemesters 1928/29 folgende Vorlesungen:

Prof. Dr. Friedrich, Dessauer-Frankfurt (Main): Technik und Erziehung, am 23. Oktober, 7—9 Uhr abends; Prof. Dr. F. Quincke-Hannover: Technologie chemischer Apparate I: Trennungsapparaturen, am 26. u. 27. Okt. 7—9 Uhr abends; Patentanwalt Dipl.-Ing. Otto Ohnesorge-Bochum: Grundsätzliches aus dem Patentwesen, 29. Okt., 5. u. 9. Nov. 1928, 7—9 Uhr abends; Prof. Walter Gropius-Berlin: Der Aufschwung der Baukunst, 6. u. 7. Nov., 7—9 Uhr abends; Prof. Dr.-Ing. Rüdenberg, Berlin: Die Relais-Steuerungen der modernen Elektrotechnik. 12. u. 13. Nov. 1928; 6—8 Uhr abends; Prof. Dr.-Ing. V. Blaeß, Darmstadt: Einführung in die technische Schwingungslehre, unter Vorführung von Modellen. 22. u. 23. Nov., 7—9 Uhr abends; Prof. Dr.-Ing. E. Michel, Hannover: Schallsicherheit der Gebäude, 27. Nov., 7—9 Uhr abends; Dr. E. Schmid, Privatdozent, Berlin-Dahlem: Kristallographie und Werkstoffkunde, 30. Nov., 7—9 Uhr abends; Generaldirektor Dr. Robert Haas-Rheinfelden: Deutsche Elektrizitätswirtschaft. 4. Dez., 7—9 Uhr abends; Prof. Dr.-Ing. e. h. L. Prandtl, Göttingen: Über Strömungsforschung, 6. u. 7. Dez. 7—9 Uhr abends; Prof. Dr.-Ing. Lambris-Aachen: Brennstoffchemische Fragen unter besonderer Berücksichtigung der Fortschritte auf dem Gebiete der Kohlenveredlung, 10. u. 11. Dez. 7—9 Uhr abends; Prof. Dr.-Ing. Heidebroek, Darmstadt: Arbeitsvorbereitung in industriellen Betrieben als systematische Aufgabe, 13., 14. u. 15. Dez., 7—9 Uhr abends; Prof. E. Reuleaux, Darmstadt; Neuerungen auf dem Gebiete des Eisenbahn-Signal- und Sicherungswesens, 17. u. 18. Dez., 7—9 Uhr abends; Dr. Haegermann, Berlin: Kalke und Zemente, 8. Jan., 7—9 Uhr abends; Geheimrat Prof. Dr. Schenk-Münster: Die chemischen Probleme der Eisenforschung, 17., 22. u. 31. Jan. 1929, 6—8 Uhr abends; Prof. Dr.-Ing. F. Rötscher, Aachen: Berechnung und Konstruktion im Maschinenbau, 21., 18. Jan. u. 4. Febr., 7—9 Uhr abends; Geh. Bergrat Prof. Dr. Kühn, Berlin-Dahlem: Die Anwendung geophysikalischer Methoden auf Fragen der Geologie und des Bergbaues, 29. u. 30. Jan. 1929, 7—9 Uhr; Prof. Blümel, Aachen; Neuerungen in Steinkohlenwäschen, 15. u. 21. Febr., 7—9 Uhr abends; Prof. Dr.-Ing. e. h. Matschoß, Berlin: Mensch und Maschine. 18. Febr., 7—9 Uhr abends; Prof. Dr. Franz Weidert, Berlin-Dahlem: Die Anwendung optischer Methoden in der Technik, 22. Febr. 1929, 7—9 Uhr abends; Bergassessor Dr. Ing. W. Luyken, Düsseldorf: Betriebswirtschaftliche Überlegungen für die Erzaufbereitung, 28. Febr. 1929, 7—9 Uhr abends; Markscheider W. Löhr. Bochum: Über künstliche Bodenerschütterungen, 4. u. 5. März 1929, 7—9 Uhr abends; Prof. Dr. W. Hoffmann, Freiberg: Probleme der kaufmännischen Betriebswirtschaftslehre im Bergbau, 11. u. 12. März 1929, 7—9 Uhr abends.

Berichtigung

zu R. Fleischer und H. Goldschmidt. Diese Zeitschr. **29**, 691—698, 1928. Seite 695, Spalte 2, Gleichung 9 setze statt $<$: $=$.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Königsberg Dr. Eduard Steinke für Physik.

Ernannt: Der ord. Professor der mathematischen Physik an der Universität Leipzig Dr. Gregor Wentzel zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Zürich.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der angewandten Chemie an der Universität Leipzig Geheimer Hofrat Dr. Carl Paal, der Direktor des Meteorologisch-magnetischen Observatoriums in Potsdam Geh. Reg.-Rat Professor Dr. Adolf Schmidt.

Gestorben: Der Abteilungsleiter an der Chemisch-technischen Prüfungs- und Versuchsanstalt der Technischen Hochschule Karlsruhe Professor Dr. Emil Arnold, der ord. Professor der pharmazeutischen und angewandten Chemie an der Universität München Geheimer Regierungsrat Obermedizinalrat Dr. Theodor Paul, der ord. Professor der Astronomie an der Universität Wien und Direktor der Universitäts-Sternwarte daselbst Dr. Josef Hepperger, der ord. Professor für chemische Technologie an der Deutschen technischen Hochschule Brünn Dr. Max Margosches.

Angebote.

Junger Physiker

in Anfangsstellung für wissenschaftliche Laboratoriumsarbeiten **sofort** gesucht. Ausführliche Angebote mit Lichtbild an

Phönix-Röntgenröhrenfabriken A.-G.
Rudolstadt in Thüringen

Jüngerer Physiker

mit abgeschlossener Hochschulbildung für das Laboratorium einer Fabrik physikalischer Apparate gesucht.

Angebote erbeten unter **S. H. 7** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel), Leipzig C 1, Königstr. 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.